Beitrage zur Kenntnis der Begleitersch... des inversen longitudinalen ...

Ludwig Geiger

Referent: Herr Geh. Regierungsrat Prof. Dr. W. Voigt.

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Dezember 1906.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINER MUTTER

ZU EIGEN.

Inhaltsübersicht.

		Seite
Einleitung		7
1. Kapitel.	Die Theorie des longitudinalen Quadruplets nach Voigt	8
2. Kapitel.	Problemstellung	13
3. Kapitel.	Prinzipien der verwendeten Methoden	14
	a) Keilmethode	14
	b) Methode der gekreuzten Nicols	14
4. Kapitel.	Die Apparate	15
	A. Beschreibung der Konstruktion	15
	B. Justierung der Apparate	25
	C. Die Apparatkonstanten	26
5. Kapitel.	Die Versuchsergebnisse	34
	A. Natrium	35
	I. Drehung an A.E./5896 und A.E./5890	35
	II. Magnetische Zerlegung von A.E./5896 u. A.E./5890	38
	III. Drehung an A.E./3303 und A.E./3302	40
	IV. Abhängigkeit der Drehung und Linienbreite von der Dampfdichte	41
	B. Kalium	45
	I. Drehung an A.E./7702 und A.E./7669	45
	II. Magnetische Zerlegung von A.E./7702 u. A.E./7669	47
	III. Drehung an A.E./4047 und A.E./4044	49
	VI. Drehung an A.E./3447 und A.E./3446	50
	C. Lithium	50
	I. Drehung an A.E./6708	50
	II. Magnetische Zerlegung an A.E./6708	51
6. Kapitel.	Konstantenbestimmung	52
Zusammenfassung		57

Einleitung.

Seitdem P. Zeeman[1]) 1896 den längst gesuchten Einfluß des magnetischen Feldes auf die Schwingungsperiode der Emissions- und Absorptionslinien gefunden hat, haben sich eine Reihe von Physikern[2]) mit der Untersuchung dieses Phänomens beschäftigt, das ja dazu berufen scheint, uns einen Einblick in den Mikrokosmos der Elektronen zu gewähren. Der innere Zusammenhang der von Runge und Kayser entdeckten Serien wurde über allen Zweifel erhoben, seitdem Preston[3]) die Regel erkannte, daß der Zeemaneffekt innerhalb jeder dieser Serien konstant ist. Theoretisch wurden die Erscheinungen hauptsächlich von Lorentz und W. Voigt in Angriff genommen. Lorentz[4]) ging von der Vorstellung magnetisierter Elektronen aus und nahm besonders den direkten Effekt in Angriff; Voigt[5]) behandelte den inversen Effekt, indem er den Durchgang einer ebenen Welle durch ein mit schwingungsfähigen Vektoren begabtes absorbierendes Medium im magnetischen Felde untersuchte; der Kirchhoffsche Satz gestattet schließlich den Übergang zum direkten Effekt. Dabei folgerte Voigt aus seinen Gleichungen ganz auffallende Begleiterscheinungen des Zeemaneffektes: Unter anderem sollte bei Beobachtung parallel den magnetischen Kraftlinien das Azimut lineär polarisierten Lichtes im Bereich einer Absorptionslinie außerordentlich stark gedreht werden. Qualitativ wurde dieses

1) P. Zeeman, Phil. Mag. (5) **43.** p. 235.
2) Vgl. H. Kaysers Hdb. II. Kap. IX, I.
3) Th. Preston, Nature **59.** p. 224—229. 1899.
4) H. Lorentz, Astrophys. Journ. **9.** p. 37—46. 1899.
5) W. Voigt, Wied. Ann. **67.** p. 345 ff. 1899.

Resultat kurz vor seiner Mitteilung von Macaluso und Corbino[1]) tatsächlich an Natriumdampf beobachtet, quantitativ von Hallo[2]) an Natrium näher untersucht und die drei Parameter der Voigtschen Theorie für A.E./5896 berechnet. Ursprünglich gab Voigt seine Theorie nur für den einfachsten Fall des longitudinalen Duplets; nachdem aber eine Reihe komplizierterer Typen bekannt geworden waren, zeigte er, wie man durch Einführen von „magnetischen Koppelungen“ der Vektoren auch diese neuen Fälle erklären könne.[3]) Aus seinen Grundformeln habe ich für den speziellen Fall eines longitudinalen Quatruplets die Drehung der Polarisationsebene ausgerechnet. Im ersten Kapitel will ich diese Rechnung mitteilen und schließlich durch Nullsetzen eines Parameters die Gleichung auf die von Voigt für das longitudinale Duplet gegebenen spezielleren Gleichungen reduzieren.

---

1. Kapitel.

Theorie des longitudinalen Quatruplets nach Voigt.

Die Grundlage der Theorie bilden die Hertz-Drudeschen Gleichungen:

$$(1) \qquad \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial t} = v\left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right); \qquad \frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial t} = v\left(\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}\right)$$

$$\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\qquad\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;\cdot\;.,$$

worin L, M, N und X, Y, Z die Komponenten der magnetischen und elektrischen Kraft K und R, $\mathfrak{L}$, $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{N}$ und $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ die Komponenten der magnetischen und elektrischen Polarisation und v die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum sind. Dazu kommen die Nebenbedingungen

$$(2) \qquad \mathfrak{L} = L, \quad \mathfrak{M} = M, \quad \mathfrak{N} = N$$

und

$$(3) \qquad \mathfrak{X} = X + \Sigma \mathfrak{X}_h, \quad \mathfrak{Y} = Y + \Sigma \mathfrak{Y}_h, \quad \mathfrak{Z} = Z + \Sigma \mathfrak{Z}_h,$$

1) D. Macaluso u. O. M. Corbino, Compt. rend. 127. p. 548. ff.
2) J. J. Hallo, Amsterdamer Diss. 1902.
3) W. Voigt, Wied. Ann. 68. p. 352 ff. 1899.

worin $\mathfrak{X}_h$, $\mathfrak{Y}_h$, $\mathfrak{Z}_h$ die Komponenten von elektrischen Hilfsvektoren $\mathfrak{K}_h$ bedeuten, die der Bedingung

$$(4) \qquad \mathfrak{X}_h + a_h \frac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + c_h \left(C \frac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} - B \frac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} \right) = \varepsilon_h X$$

. . . .

genügen, also bei verschwindendem K Eigenschwingungen ausführen können. Die a_h, b_h, ε_h sind für das gewöhnliche optische Verhalten des Mediums charakteristische Konstanten, A, B, C die Komponenten des äußeren magnetischen Feldes R, und die c_h messen die Wirkung des Feldes. Die sie enthaltenden Glieder sind von Voigt den Hertz-Drudeschen Gleichungen zur Erklärung der magnetooptischen Erscheinungen eingefügt.

Der Einfachheit halber legen wir die Z-Achse parallel R, so daß

$$A = B = 0\,, \quad C = R$$

wird, also

$$(5) \qquad \frac{\partial^2 \mathfrak{X}}{\partial t^2} = v^2 \left\{ \varDelta X - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} \right) \right\}$$

. . . .

und

$$(6) \qquad \begin{cases} \mathfrak{X}_h + a_h \dfrac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + c_h R \dfrac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} = \varepsilon_h X \\ \mathfrak{Y}_h + a_h \dfrac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} + b_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{Y}_h}{\partial t^2} - c_h R \dfrac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} = \varepsilon_h Y \\ \mathfrak{Z}_h + a_h \dfrac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h Z. \end{cases}$$

Diskutiert man diesen Ansatz für den Fall, daß eine ebene Welle parallel Z läuft, so erhält man das longitudinale Duplet nebst der Drehung.

Zur Darstellung der Erscheinungen beim longitudinalen Quatruplet gelangt man nach Voigt, wenn man (6) durch gewisse Zusatzglieder erweitert zu

$$(7) \qquad \begin{cases} d_h' \mathfrak{x}_h + \mathfrak{X}_h + a_h \dfrac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} + b_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{X}_h}{\partial t^2} + c_h R \dfrac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} = \varepsilon_h X \\ d_h' \mathfrak{y}_h + \mathfrak{Y}_h + a_h \dfrac{\partial \mathfrak{Y}_h}{\partial t} + b_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{Y}_h}{\partial t^2} - c_h R \dfrac{\partial \mathfrak{X}_h}{\partial t} = \varepsilon_h Y \\ d_h \mathfrak{z}_h + \mathfrak{Z}_h + a_h \dfrac{\partial \mathfrak{Z}_h}{\partial t} + b_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{Z}_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h Z, \end{cases}$$

worin die $\mathfrak{x}_h$, $\mathfrak{y}_h$, $\mathfrak{z}_h$ Komponenten neuer Hilfsvektoren $\mathfrak{k}_h$ und die d_h' und d_h Funktionen von R sind, die mit R verschwinden.

Es ist zu beachten, daß die $\mathfrak{k}_h$ nicht mit irgendwelchen $\mathfrak{K}_h$ identifiziert werden dürfen, sondern durch die Bedingungen

$$(8)\qquad \begin{cases} d_h'\,\mathfrak{X}_h + \mathfrak{x}_h + \mathfrak{a}_h \dfrac{\partial \mathfrak{x}_h}{\partial t} + \mathfrak{b}_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{x}_h}{\partial t^2} = 0 \\ d_h'\,\mathfrak{Y}_h + \mathfrak{y}_h + \mathfrak{a}_h \dfrac{\partial \mathfrak{y}_h}{\partial t} + \mathfrak{b}_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{y}_h}{\partial t^2} = 0 \\ d_h\,\mathfrak{Z}_h + \mathfrak{z}_h + \mathfrak{a}_h \dfrac{\partial \mathfrak{z}_h}{\partial t} + \mathfrak{b}_h \dfrac{\partial^2 \mathfrak{z}_h}{\partial t^2} = 0 \end{cases}$$

mit diesen verknüpft werden müssen, aber nicht mit den Feldkomponenten direkt zusammenhängen. Die $\mathfrak{a}_h$, $\mathfrak{b}_h$ sind dabei Konstanten, und die Gleichungen (8) sprechen aus, daß die $\mathfrak{k}_h$ Eigenschwingungen ausführen können, die im Magnetfelde mit den $\mathfrak{K}_h$ gekoppelt sind.

Die Gleichungen (5), (3), (7), (8) bilden jetzt den vollständigen Ansatz zur Lösung unserer Aufgabe. Wir betrachten den Fall einer ebenen Welle, die parallel Z durch das Medium geht.

Die Lösungen der Gleichungen (5), (7), (8) haben alle die Form

$$e^{\frac{i}{\vartheta}\left(t - \frac{z}{o}\right)},$$

worin o die komplexe Fortpflanzungsgeschwindigkeit und $2\pi\vartheta$ die Schwingungsperiode ist. Der Ansatz (5), (3), (7), (8) geht dann über in

$$(9)\qquad \mathfrak{X} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 X; \qquad \mathfrak{Y} = \left(\frac{v}{o}\right)^2 Y,$$

$$(10)\qquad \mathfrak{X} = X + \Sigma \mathfrak{X}_h; \qquad \mathfrak{Y} = Y + \Sigma \mathfrak{Y}_h,$$

$$(11)\qquad \begin{cases} d_h'\,\mathfrak{x}_h\,\vartheta^2 + \mathfrak{X}_h\,\Theta_h + i\,\mathfrak{Y}_h\,\Phi_h = \varepsilon_h\,\vartheta^2 X, \\ d_h'\,\mathfrak{y}_h\,\vartheta^2 + \mathfrak{Y}_h\,\Theta_h - i\,\mathfrak{X}_h\,\Phi_h = \varepsilon_h\,\vartheta^2 Y, \end{cases}$$

$$(12)\qquad \begin{cases} d_h'\,\vartheta^2\,\mathfrak{X}_h + \mathfrak{x}_h\,D_h = 0, \\ d_h'\,\vartheta^2\,\mathfrak{Y}_h + \mathfrak{y}_h\,D_h = 0, \end{cases}$$

worin

$$\Theta_h = \vartheta^2 + i\,a_h\,\vartheta - b_h; \qquad D_h = \vartheta^2 + i\,\mathfrak{a}_h\,\vartheta - \mathfrak{b}_h;$$

$$\Phi_h = c_h\,R\,\vartheta$$

ist.

Aus (12) wird $\mathfrak{x}_h$ und $\mathfrak{y}_h$ berechnet und in (11) eingeführt:

$$(13)\qquad \begin{cases} \mathfrak{X}_h\,(\Theta_h\,D_h - d_h'^2\,\vartheta^4) + i\,\mathfrak{Y}_h\,\Phi_h\,D_h = \varepsilon_h\,\vartheta^2\,D_h\,X, \\ \mathfrak{Y}_h\,(\Theta_h\,D_h - d_h'^2\,\vartheta^4) - i\,\mathfrak{X}_h\,\Phi_h\,D_h = \varepsilon_h\,\vartheta^2\,D_h\,Y. \end{cases}$$

Die zweite Gleichung (13) wird mit $\pm i$ multipliziert und zur ersten addiert:

$$\varepsilon_h \vartheta^2 D_h (X \pm i Y) = (\mathfrak{X}_h \pm i \mathfrak{Y}_h) . (\Theta_h D_h - d_h'^2 \vartheta^4 \pm i \Phi_h D_h),$$

woraus

$$(14) \qquad \mathfrak{X}_h \pm i \mathfrak{Y}_h = \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 D_h}{(\Theta_h D_h - d_h'^2 \vartheta^4 \pm \Phi_h D_h)} \cdot (X \pm i Y).$$

Analog folgt aus (10) unter Berücksichtigung von (14):

$$(15) \quad \mathfrak{X} \pm i \mathfrak{Y} = (X \pm i Y) . \left\{1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 D_h}{(\Theta_h D_h - d_h'^2 \vartheta^4 \pm \Phi_h D_h)}\right\}.$$

Setzen wir

$$(16) \qquad \begin{cases} 1 + \sum \dfrac{\varepsilon_h \vartheta^2 D_h}{\Theta_h D_h - d_h'^2 \vartheta^4 + \Phi_h D_h} = p, \\ 1 + \sum \dfrac{\varepsilon_h \vartheta^2 D_h}{\Theta_h D_h - d_h'^2 \vartheta^4 - \Phi_h D_h} = q, \end{cases}$$

so lautet (15):

$$(17) \qquad \begin{cases} \mathfrak{X} + i \mathfrak{Y} = p (X + i Y) \\ \mathfrak{X} - i \mathfrak{Y} = q (X - i Y), \end{cases}$$

und wegen (9):

$$(18) \qquad \begin{cases} (X + i Y) \cdot \left(\dfrac{v}{o}\right)^2 = p (X + i Y), \\ (X - i Y) \cdot \left(\dfrac{v}{o}\right)^2 = q (X - i Y), \end{cases}$$

woraus

$$(19) \qquad \left(\frac{v}{o}\right)_+^2 = p \quad \text{und} \quad \left(\frac{v}{o}\right)_-^2 = q$$

folgt. Setzen wir jetzt

$$\left(\frac{v}{o}\right)_\pm^2 = v_\pm^2, \quad \mathfrak{a}_h = a_h, \quad \mathfrak{b}_h = b_h,$$

also $D_h = \Theta_h$, so lautet (19):

$$(20) \qquad v_\pm^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta_h \Theta_h}{\Theta_h^2 - d_h'^2 \vartheta^4 \pm \Phi_h \Theta_h}.$$

Halten wir uns weit genug von einem Absorptionsstreifen, um die Absorption vernachlässigen zu können, so dürfen wir wie in dem Grenzfall eines absolut durchsichtigen Mediums

$$a_h = 0$$

setzen, wodurch

$$\Theta_h = \vartheta^2 - b_h$$

reell wird, also auch der komplexe Brechungsindex $v/o = \nu$ in den reellen $v/\omega = n$ übgeht. Setzt man noch

$$b_h = \vartheta_{h0}^{\,2},$$

also

$$\Theta_h = \vartheta^2 - \vartheta_{h0}^{\,2},$$

so lautet die Gleichung (20):

$$(21)\qquad n_\pm^2 = 1 + \sum \frac{\varepsilon_h \vartheta^2 (\vartheta^2 - \vartheta_{h0}^{\,2})}{(\vartheta^2 - \vartheta_{h0}^{\,2})\{(\vartheta^2 - \vartheta_{h0}^{\,2}) \pm c_h R \vartheta\} - d_h'^{\,2} \vartheta^4}.$$

Beschränken wir uns auf das Bereich des i^{ten} Absorptionsstreifens, so bleibt nur

$$(22)\qquad n_\pm^2 = 1 + \frac{\varepsilon_i \vartheta^2 (\vartheta^2 - \vartheta_{i0}^{\,2})}{(\vartheta^2 - \vartheta_{i0}^{\,2})\{(\vartheta^2 - \vartheta_{i0}^{\,2}) \pm c_i R \vartheta\} - d_i'^{\,2} \vartheta^4}.$$

Setzen wir darin

$$\vartheta - \vartheta_{i0} = \delta,$$

also

$$\vartheta = \delta + \vartheta_{i0} \quad \text{und} \quad \vartheta^2 - \vartheta_{i0}^{\,2} = \delta(\delta + 2\vartheta_{i0}),$$

so ist

$$(23)\qquad n_\pm^2 = 1 + \frac{\varepsilon_i(\delta + \vartheta_{i0})^2 . \delta(\delta + 2\vartheta_{i0})}{\delta(\delta + 2\vartheta_{i0})\{\delta(\delta + 2\vartheta_{i0}) \pm c_i R(\delta + \vartheta_{i0})\} - d_i'^{\,2}.(\delta + \vartheta_{i0})^4}.$$

Vernachlässigen wir darin δ neben ϑ_{i0}, so resultiert

$$(24)\qquad n_\pm^2 = 1 + \frac{2\delta \varepsilon_i \vartheta_{i0}}{4\delta^2 \pm 2c_i R\delta - d_i'^{\,2} \vartheta_{i0}^{\,2}}.$$

Zur angenäherten Bestimmung der Ordinaten δ der vier durch (24) angekündigten Absorptionsstreifen setzen wir

$$(25)\qquad 4\delta^2 \pm 2c_i R\delta - d_i'^{\,2} \vartheta_{i0}^{\,2} = 0,$$

woraus

$$(26)\qquad \delta = \frac{\mp c_i R \pm \sqrt{c_i^2 R^2 + d_i'^{\,2} \vartheta_{i0}^{\,2}}}{4}$$

folgt. Wir erhalten also *ein symmetrisches Quatruplet.*

Zur Berechnung der Drehung χ benutzen wir die Gleichung

$$(27)\qquad \chi = \frac{\omega_0 l}{4\vartheta}\left(\frac{1}{\omega_-^2} - \frac{1}{\omega_+^2}\right),$$

worin ω_0 die Lichtgeschwindigkeit im absorbierenden Medium ohne Magnetfeld bedeutet. Führt man (22) hierin ein, so wird

$$(28)\qquad \chi_{\text{IV}} = \frac{2\omega_0 l \varepsilon_i \delta^2 c_i R}{v^2\left((4\delta^2 - d_i'^{\,2} \vartheta_{i0}^{\,2})^2 - 4c_i^2 R^2 \delta^2\right)}$$

oder, wenn ω_0/v mit Eins vertauscht werden darf,

$$(29)\qquad \chi'_{\text{IV}} = \frac{2l\varepsilon_i \delta^2 c_i R}{v\{(4\delta^2 - d_i'^{\,2} \vartheta_{i0}^{\,2})^2 - 4c_i^2 R^2 \delta^2\}}.$$

Setzen wir schließlich

$$d_i' = 0, \tag{30}$$

so erhalten wir die Gleichungen für *das longitudinale Duplet.* Aus (26) folgt nämlich:

$$\delta = \pm \frac{c_i R}{2}, \tag{31}$$

und aus (29), falls 2δ groß gegen $c_i R$ ist:

$$\chi'_{II} = \frac{l \varepsilon_i c_i R}{8 v \delta^2}, \tag{32}$$

zwei Gleichungen, die Voigt auf direktem Wege gefunden hat.

2. Kapitel.

Problemstellung.

Durch Hallo ist allerdings die einfache Theorie an der Natriumlinie A.E./5896 bestätigt, und sind die drei Parameter derselben berechnet worden. Jedoch war zur Befestigung der Theorie und der Aufsuchung von quantitativen Beziehungen zwischen den Parametern der Theorie für verschiedene Absorptionslinien eine quantitative Untersuchung anderer Linien des Natriums und anderer Elemente geboten, weshalb Hr. Geheimrat W. Voigt mir vorschlug, in dieser Richtung einige Versuche anzustellen. Die Ziele dieser Untersuchung können dahin formuliert werden:

a) Es ist bei einigen Elementen und bei jedem von diesen wiederum an verschiedenen Linien seines Spektrums der inverse longitudinale Zeemaneffekt und der Verlauf der Drehung quantitativ zu untersuchen.

b) Bei der Wahl der zu untersuchenden Linien sind vor allem solche zu berücksichtigen, die einer der von Kayser und Runge gefundenen Serien angehören. Es ist dann zu versuchen, für eine solche Serie eine Gesetzmäßigkeit für die Drehung zu finden, parallel zu der von Preston für den Zeemaneffekt gefundenen Regel.

c) Es ist die Abhängigkeit der Drehung von der physikalischen Natur der Absorptionsflamme zu untersuchen.

3. Kapitel.

Prinzipien der verwendeten Methoden.

Wir wollen jetzt die Prinzipien der beiden Methoden besprechen, die die Untersuchung der Polarisationsverhältnisse ermöglichen.

a) *Die Keilmethode* nach Voigt ist bereits von Hallo zu quantitativen Versuchen mit Erfolg verwendet worden. Der ihr zugrunde liegende Gedankengang ist folgender: Man schleift zwei kongruente Prismen, das eine aus Links-, das andere aus Rechtsquarz, und fixiert ihre Hypothenusenflächen so gegeneinander, daß das Ganze ein Parallelopiped bildet. Die Verwendung von Kanadabalsam ist dabei wegen dessen Undurchlässigkeit für das unsichtbare Spektrum ausgeschlossen. Geht dann lineär polarisiertes Licht durch den Doppelkeil, so wird sein Azimut im allgemeinen gedreht, und zwar nach links, wenn der Weg im Linkskeil, nach rechts, wenn derjenige im Rechtskeil der längere ist. Ein Analysator, dessen Azimut auf demjenigen des Polarisators senkrecht steht, vermag also nur diejenigen Strahlen auszulöschen, die im Doppelkeil gar nicht oder um Vielfache von $\pm 180^\circ$ gedreht sind. Man wird also im Fernrohr ein horizontales System heller und dunkler Streifen sehen, die sich im Bereiche einer Absorptionslinie deformieren, wenn wir in den Strahlengang unsere magnetisierte Flamme einschalten. Wir können also mit einem Blick den Verlauf der Drehung übersehen und auch ausmessen, weil wir ja wissen, daß sich das Azimut zweier dunkler Streifen um 180° unterscheidet.

b) *Die Methode der gekreuzten Nicols* ist die von Macaluso und Corbino bereits erprobte; sie geht aus der eben beschriebenen hervor, wenn man den Doppelkeil wegläßt, dafür aber den Polarisator drehbar macht. Bei einem gewissen Winkel φ zwischen den Azimuten des Polarisators und Analysators ist der Absorptionsstreifen auf beiden Seiten von einem System heller und dunkler Streifen begleitet, die zu wandern beginnen, wenn man den Polarisator dreht. Das Azimut je zweier benachbarter dunkler Streifen ist um 180° verschieden, so daß man aus dem Orte der Streifen und dem Winkel φ *successive* den Verlauf der Drehung erhält.

Es fragt sich nun, welche von beiden Methoden die bessere ist. Ich habe sie alle beide versucht und gefunden, daß für qualitative Versuche die Keilmethode entschieden empfindlicher ist; Deformationen sind eben viel auffallender als Intensitätsunterschiede. Dagegen fällt für Messungen ins Gewicht, daß die Streifen äußerst diffus sind, also die Wahl eines Punktes als Ort der größten Schwärzung höchst willkürlich bleibt. Aus dem gleichen Grunde ist auch die Bestimmung des Abstandes zweier benachbarter Streifen sehr ungenau. Bei der Methode der gekreuzten Nicols liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt. Aus Photogrammen kann man die Abstände der Streifen mikroskopisch sehr genau messen, und weil die Genauigkeit der Kenntnis von φ fast beliebig weit getrieben werden kann, so erhält man auf diese Weise *einen* Punkt der Kurve sehr genau. Will man aber die ganze Kurve einigermaßen richtig haben, so braucht man mindestens zehn Punkte, die *successive* beobachtet werden müssen. Und gerade darin liegt eine große Fehlerquelle: Der Effekt ist nämlich nicht nur Funktion der Feldstärke, sondern auch aller äußeren Bedingungen der Flamme, wie Druck, Temperatur und hauptsächlich der „Dampfdichte“ d, wenn man so die in Grammen gemessene Metallmenge nennen darf, die pro Sekunde im Kubikzentimeter verdampft. Man erhält also nach der zweiten Methode nur dann brauchbare Resultate, wenn es gelingt, diese äußeren Bedingungen von Fall zu Fall konstant zu halten. In der vorliegenden Untersuchung wurde großer Wert darauf gelegt, diese Forderung zu erfüllen. Wie dies einigermaßen erreicht worden ist, soll im 4. Kapitel näher beschrieben werden.

4. Kapitel.

Die Apparate.

A. Beschreibung der Konstruktion der Apparate.

Der Apparatbau, der zur Verwendung der beiden im vorigen Kapitel beschriebenen Untersuchungsmethoden gebraucht wurde, ist in der Hauptsache in beiden Fällen der folgende:

Die Projektionslinse J wirft das Licht des Kohlebogens L, nachdem es im Polarisator P lineär polarisiert worden ist, durch einen der Länge nach durchbohrten Elektromagneten M. Dieser Magnet kehrt seine Pole nach innen, seine maximale Feldstärke liegt also bei c. J ist so aufgestellt, daß die Strahlen gerade zwischen den Magnetpolen vereinigt werden und am anderen Ende des Magneten schwach divergent austreten. Die Linse l vereinigt sie wieder auf den Spalt S des Spektrometers. Vor dem Spalt sind bei der Keilmethode der

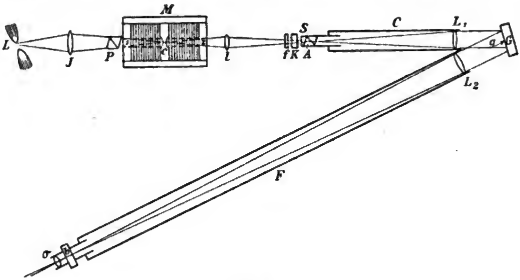


Fig. 1.

Quarzdoppelkeil K aufgestellt, und bei Beobachtungen im roten und gelben Teile des Spektrums ein Strahlenfilter f, das die violetten und ultravioletten Strahlen absorbiert. Das Spektrometer selbst hat keine Prismen, sondern ein Plangitter G, braucht also einen Kollimator C mit der Linse L_1 und ein Fernrohr F mit dem Objektiv L_2. Im Kollimator muß das Licht noch den Analysator A passieren. Das Fernrohrobjektiv L_2 entwirft am Orte b ein reelles Spektralbild, das nun entweder durch das Okular o betrachtet oder durch eine in b selbst aufgestellte photographische Platte dauernd fixiert wird. Die zu untersuchende Absorptionsflamme wird bei c zwischen die Pole des Magneten gebracht.

Wir wollen jetzt die einzelnen Teile etwas ausführlicher besprechen:

Als direkte Lichtquelle würde wohl am vorteilhaftesten die

Sonne verwendet werden. Bei einigen Vorversuchen wurde dies auch getan, jedoch empfand ich die Abhängigkeit von der Bewölkung so unangenehm, daß ich in der Folge nur noch das Licht einer *Bogenlampe L* verwandte. Die Lampe konnte direkt an die städtische Leitung von 220 Volt angeschlossen werden. Die Stromstärke betrug bis 20 Amp. und wurde dauernd kontrolliert. Die *Projektionslinse J* von 8 cm Durchmesser und 3,5 Dioptrien war aus Quarz, um auch das unsichtbare Spektrum untersuchen zu können. Um das Licht nach verschiedenen bestimmten Ebenen lineär zu polarisieren, wurde es durch ein großes *Glansches Luftprisma P* geleitet. Dieses ruht in einer großen drehbaren Messingscheibe von ca. 25 cm Durchmesser, die mittels Nonius bis auf 1′ einstellbar ist. Der *Elektromagnet M* ist von Max Kohl in

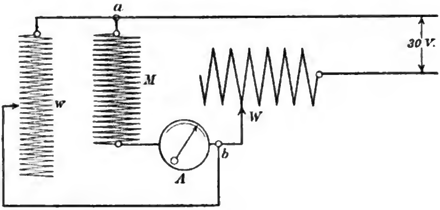


Fig. 2.

Chemnitz nach Voigts Angaben angefertigt und von B. Bavink[1]) beschrieben. Für meine Zwecke wählte ich abgeplattete Konusse als Polschuhe; diese mußten natürlich eine zentrale Bohrung erhalten, und zwar war diese nicht kreisrund, sondern durch eingeschobene eiserne Keile zu einem schlitzförmigen Fensterchen von etwa 2 × 5 mm Öffnung verengt. Über jeden Polschuh wurde noch eine 3 cm hohe ringförmige Kupferbüchse geschoben, die zur Kühlung des Magneten von einem Wasserstrom durchspült werden. Die Wickelung ist so stark gewählt, daß der Gesamtwiderstand des Magneten nur 1 Ohm beträgt

1) B. Bavink, Göttinger Dissert. 1904 und Neues Jahrb. für Mineralogie etc. Beil.-Bd. XIX.

und man vorübergehend bis zu 30 Amp. Belastung gehen darf. (Der Durchmesser des Drahtes mit Isolierung beträgt ca. 2 mm.) Die Speisung des Magneten erfolgte mitunter durch die städtische elektrische Leitung von 220 Volt, deren Spannung durch einen großen variablen Widerstand bis auf 30 Volt abgedrosselt wurde, in der Regel jedoch durch eine auf 30 Volt geschaltete Akkumulatorenbatterie von 30 Zellen. Zuerst geht deren Strom durch einen Vorschaltwiderstand *W* von 0,1 Ohm und wird dann verzweigt: der Hauptstrom geht durch ein Ampèremeter *A* und dann durch den Magneten *M*. Um aber die Stromstärke im Magneten genau konstant erhalten zu können, wurde der Magnet durch einen Nebenschluß teilweise umgangen. Dieser Nebenschluß bestand aus einem von 0 bis ∞ variablen Widerstande *w*, so daß man durch Variieren dieses letzteren die am Ampèremeter *A* beobachtete Stromstärke im Magneten leicht bis auf $^1/_5$ Amp. konstant erhalten konnte. Meistens betrug die Stromstärke 26,5 Amp., so daß deren Schwankungen unter 1 Proz. blieben.

Die kleine *sphärische oder zylindrische Quarzlinse l* hatte eine Stärke von 6,5 Dioptrien. Das *Strahlenfilter f* besteht aus einem kleinen Glastroge von 2 cm Höhe, der im Lichten 5 × 10 mm mißt. Er ist mit einer konzentrierten Lösung von Kaliumbichromat in verdünnter Schwefelsäure gefüllt.

Der *Quarzdoppelkeil K* ist 1,5 cm hoch und breit und 1 cm dick und erzeugt im ganzen Gesichtsfelde drei dunkle Streifen.

Das große *Rowlandsche Plangitter G*, das sein Besitzer, Hr. Kommerzienrat Dr. Hauswaldt in Magdeburg, dem Institut in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt hat[1]), ist auf einer Fläche von 7 × 13 cm geteilt und besitzt nach einer von Rowland darauf eingeritzten Notiz 15000 Linien pro inch. Es findet auf einem kleinen Theodoliten Aufstellung, indem es durch zwei schwache $^3/_4$ kreisförmige Uhrfedern leise gegen einen Stabrost gedrückt wird, der auf der Ebene des Theodolittisches senkrecht verschraubt ist. Dieser Tisch ist um eine vertikale Achse drehbar und trägt an seiner Peripherie eine Teilung in halbe Grade. Ein mikrometrisch einstellbarer Nonius gestattet eine Orientierung bis auf 1′. Das Gitter ist

---

1) Physik. Zeitschr. **6**. p. 891. 1905.

auf einem eigens dazu gebauten starken eichenen Tisch aufgestellt und zum Schutze gegen äußere Einflüsse von einem würfelförmigen Holzkasten überbaut.

Um auch im unsichtbaren Spektrum experimentieren zu können, wurden von H. Heele in Berlin die beiden *Linsen* L_1 *und* L_2 aus dem neuen „Uviolglas“ von Schott und Genossen geschliffen, das zwar weit hinter Quarz zurücksteht, aber für die in Frage kommenden Gebiete vollkommen ausreicht.

Als *Kollimator C* diente ein Rohr, dessen 10 cm langer Auszug mittels Trieb verstellbar ist; seine größte Länge mißt ca. 131 cm, sein Durchmesser 10 cm. Es ist lichtdicht durch die Wand des Gitterkastens gesteckt und kann um eine vertikale Achse um einige Grade gedreht werden. Die Rohrachse ist mikrometrisch nivellierbar.

An seinem Spaltende trägt der Kollimator ein *Glansches Luftprisma A* und davor den *Spalt S*, dessen Höhe 2 cm beträgt. Die beiden Spaltbacken lassen sich zwar einzeln durch Schrauben verstellen, jedoch wurde die Spaltweite stets nur so variiert, daß ein und dieselbe Schneide verstellt wurde. Ein improvisiertes Mikrometer *m* erlaubte dabei $^1/_{100}$ Umdrehung abzulesen. Um die Parallelstellung des Spaltes zu den Gitterfurchen zu erleichtern, waren am Rahmen des Spaltapparates zwei 8 cm lange Hebel angeschraubt; so war es möglich, den Spalt um die Längsachse des Kollimators zu drehen.

Das *Fernrohr F* hat einen Durchmesser von 10 cm und mißt bei maximalem Auszug 291 cm. Es wurde so groß konstruiert, damit die in *b* aufgenommenen Photogramme eine Ausdehnung von 3 × 4 cm erreichten. Der Auszug ist durch Trieb verstellbar und gestattet eine Variation von 14 cm. Das ganze Rohr ruht auf drei messingenen Trägern; jeder von ihnen ist vertikal verstellbar und ist auf einem 3 m langen Eichenbock montiert. Das Objektivende ist lichtdicht in den Gitterkasten gesteckt. Die Achse des Fernrohres bildet mit derjenigen des Kollimators einen Winkel von ca. 20°, der hauptsächlich durch die räumlichen Verhältnisse geboten war.

Das *Doppelokularmikrometer* ist von Spindler & Hoyer in Göttingen konstruiert. Es besitzt ein Andreaskreuz und einen getrennten Vertikalfaden. Durch Drehen der einen

Trommel wird das ganze Fadensystem als solches verschoben, durch Drehen der anderen Trommel nur der Vertikalfaden relativ zum Kreuz. Handelt es sich also wie im vorliegenden Falle um Messungen kleiner Abstände von Spektrallinien, so genügt eine einzige Ablesung an einer Trommel, was natürlich bei vielen Messungen erheblich Zeit spart.

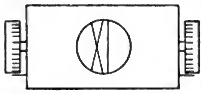


Fig. 3.

Als *Okular o* wird eine Zeisssche Lupe ohne Fäden von ca. 20facher Vergrößerung auf das Mikrometer geschraubt; ein schweres Stativ, das direkt auf dem Fernrohrbock verschoben werden kann, trägt das Ganze.

Die *Kamera*, die zur Aufnahme von Kassetten dient, ist höchst einfach: Ein rechteckiger Rahmen von U-förmigem Querschnitt trägt als Füllungen zwei Bleche *B*, so daß das Ganze einer Plattenkassette sehr ähnlich sieht. Eine Schmalseite des Rahmens ist geschlitzt (*s*), so daß hier eine gewöhnliche Kassette für Platten 9 × 12 cm eingeschoben werden kann. Die Vorderwand der Kamera hat ein Fenster von 3 × 4 cm Öffnung und trägt einen aufgeschraubten Fassungsring *r*, der direkt an den Auszug des Fernrohres gesteckt werden kann. Die Kassetten haben an einer Längsseite zwei Kerben, in die eine an der Kamera angeschraubte federnde Nase *n* einschnappt. Dadurch können auf einer Platte nacheinander drei Aufnahmen gemacht werden.

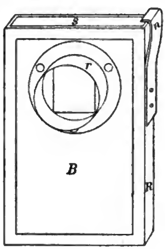


Fig. 4.

Zu den photographischen Aufnahmen wurden *Platten* von Schleussner und von Perutz verwendet. Die Photogramme von A.E./4047 bis A.E./3070 wurden auf gewöhnlichen Schleussnerplatten gemacht. Die Belichtungszeit hing natürlich stark von der Spaltweite, der Spektralordnung und der Wellenlänge ab und mußte in jedem Falle neu bestimmt werden. Für A.E./5890 waren diese Platten schon zu unempfindlich, deshalb wurden Perutz' Perchromoplatten ver-

wendet. Diese mit Erytrosinsilber sensibilisierte Platte ist für dieses Spektralgebiet sehr zu empfehlen, jedoch fällt von da an gegen rot ihre Empfindlichkeit rapide. Schon für A.E./6708 ist die Platte unbrauchbar. Von hier an bis A.E./7702 leistete das mir durch Hrn. Dr. Lehmann in Jena empfohlene Dicyanin ausgezeichnete Dienste. Dieser Sensibilisator wird von Meister, Lucius & Brüning in Höchst a/M. dargestellt und ist äußerst einfach zu verwenden: Man löst 0,1 g Dicyanin in 100,0 g Alkohol und hebt diese Lösung im Dunkeln auf. Zum Gebrauche mischt man

Dicyaninlösung . . . . 1 cm^3
Destilliertes Wasser . . . . . . 50 cm^3

und badet darin im Dunkeln irgend eine gute photographische Platte 3 Min. lang unter ständigem Umschaukeln. Dann wird die Platte 3 Min. abgespült und womöglich noch naß exponiert und *im Dunkeln* fertig entwickelt. Ist dies nicht möglich, so trocknet man die Platten im Dunkeln, am besten über Schwefelsäure. Das Farbbad kann für mehrere Platten gebraucht werden, muß jedoch dann weggegossen werden, weil es sich schon nach wenigen Stunden zersetzt.

Als Entwickler wurde Glycin und Hydrochinon versucht. Die besten Resultate gab Edinol Bayer bei allen Plattensorten. Dieser Entwickler arbeitet sehr rasch, schleierfrei, gibt starke Kontraste und ist äußerst ökonomisch.

Das Ausmessen der Photogramme wurde mit einem *Komparator* von Zeiss ausgeführt. Dieser besteht aus einem Mikroskop mit Doppelfaden von 13- oder 20facher Vergrößerung, das mittels einer Mikrometerschraube über das Objekt hinbewegt werden kann. An der Trommel dieses Mikrometers wird $^1/_{1000}$ mm abgelesen.

Schließlich müssen wir noch mitteilen, *wie die absorbierenden Flammen erzeugt wurden.* Weil sehr viel darauf ankommt, daß die Flamme von einem Versuch zum anderen gleich hergestellt werden kann, und es ferner erwünscht war, einigen Aufschluß über die Menge der verdampften Salze zu erhalten, war die zunächst liegende Methode, die Salze am Platindraht einzuführen, unbrauchbar. Ich will der Kürze halber alle Vorversuche übergehen und nur mitteilen, wie ich schließlich brauchbare Flammen erhielt.

a) *Methode von Gouy* (vgl. Kaysers Handb. 1. p. 149). Eine kleine Glasbläserlampe wird einerseits mit Leuchtgas gespeist, dessen Druck an einem Wassermanometer kontrolliert werden kann, andererseits mit Druckluft, der ein Nebel von feingemengter Salzlösung beigemengt ist. Den dazu nötigen Sprayapparat zeigt Fig. 5:

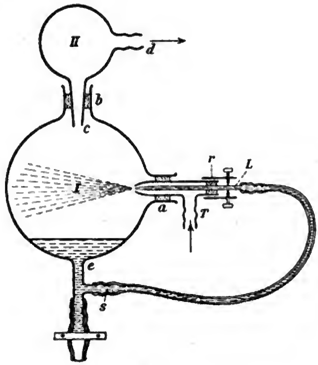


Fig. 5.

I ist ein Kolben von 1 l Inhalt, der zwei weite Tuben *a* und *b* besitzt und nach unten in ein enges Rohr *e* mit seitlichem Ansatze *s* übergeht. Ein Schlauchstück mit Quetschhahn verschließt *e*. *II* ist eine kleinere Vorlage mit auch zwei Tuben *c* und *d*. Durch den Tubus *a* wird der eigentliche Zerstäuber gesteckt. Dieser besteht aus einem T-Rohr, das an dem Ende, wo es in den Kolben *I* ragt, zu einer Spitze ausgezogen ist. Das andere Ende ist verkorkt und trägt einen aufgegipsten überragenden Messingring *r*, der drei Stellschrauben besitzt. Durch das T-Rohr führt der Länge nach ein etwas längeres enges Rohr *L*, das in eine feine Spitze mündet und andererseits durch einen Gummischlauch mit dem Ansatze *s* kommuniziert. Die Spitze dieses engen Rohres liegt nun gerade in der weiteren Spitze des T-Rohres und kann

durch die drei Schrauben zentriert werden. Wird also durch den Ansatz des T-Rohres Luft geblasen, so wird diese an der Spitze von *L* saugen. Befindet sich im Ballon *I* eine Salzlösung, so steigt diese bis zu der engen Spitze und wird dort äußerst fein zersprüht. Die größten Tropfen fallen wieder zur Vorratslösung, die feineren steigen mit dem Luftstrom in die Vorlage *II*, und nur die allerfeinsten gelangen schließlich von dort mit der Luft in die Gebläselampe. Sorgt man also dafür, daß der speisende Luftstrom konstant bleibt, so wird auch eine konstante Salzmenge der Flamme zugeführt. Diese ist sogar direkt aus der Gewichtsabnahme des ganzen Apparates und der Konzentration der Lösung bestimmbar.

Diese Methode ist äußerst zuverlässig, jedoch hat sich aus Versuchen an Kalium gezeigt, daß auch bei Anwendung gesättigter Kaliumsalzlösungen die der Flamme zugeführte Salzmenge nicht hinreicht, um eine gute Umkehr der Kaliumlinien zu erzielen. Ich mußte deshalb noch nach einer anderen Methode suchen, die erlaubt, viel größere Salzmengen in die Flamme zu bringen, und die doch über die Menge des zugeführten Salzes einigermaßen Aufschluß gibt. Nach längeren meist vergeblichen Versuchen gelang mir dies endlich auf folgendem Wege:

b) *Methode der Pulverspritze.* Wenn man eine gewöhnliche Zacherlinspritze mit fein pulverisierter Pottasche füllt, so kann man durch einfaches Ansprühen einer Bunsenflamme diese sehr intensiv färben. Es handelte sich also nur noch darum, einen Apparat zu bauen, der dies automatisch und konstant besorgt und zudem die in die Flamme geblasene Pulvermenge wenigstens einigermaßen zu bestimmen gestattet. Dies wurde folgendermaßen erreicht: Ein starkes Glasrohr *K* von 2 cm im Lichten und 80 cm Länge wurde zweimal knieförmig gebogen, wie Fig. 6 zeigt. Es wurde an beiden Enden verkorkt und vertikal fixiert. Vom oberen Ende führt ein Entbindungsrohr zur Flamme, durch den unteren Kork geht ein spitz auslaufendes, vertikal um 10 cm verschiebbares Glasrohr *R*. Ein daran befestigter Zeiger *z* zeigt an einer außen befindlichen Skala die Höhe der Spitze an. Wird nun das Rohr *K* etwa 8 cm hoch mit Salzpulver beschickt und durch *R* Luft geblasen, so wirbelt diese das über der Spitze liegende Pulver

vulkanartig auf und wirft es gegen das gegenüberliegende Knie. In dem toten Winkel bei *e* lagert sich fast aller Staub wieder ab, und nur die feinen Partikelchen werden von dem aufsteigenden Luftstrome mitgeführt. Auf diesem Wege werden die schwereren Teilchen durch ihr größeres Gewicht nach *e* zurückfallen, und nur die allerfeinsten werden durch das Entbindungsrohr der Flamme zugeführt. Damit sich der Weg bei *e* nicht verstopft, und um die Eruptionen auszugleichen, trommelt fortwährend ein elektrisches Rasselwerk *r* gegen den Apparat. Wie bei der Methode von G o u y wird die der Flamme zugeführte Salzmenge aus der Gewichtsabnahme des ganzen Apparates bestimmt. Läßt man den Apparat stundenlang funktionieren, so wird allmählich weniger Staub weggeführt. Deshalb wurde zu jedem Versuche der Apparat mit frischem Pulver gleich hoch beschickt.

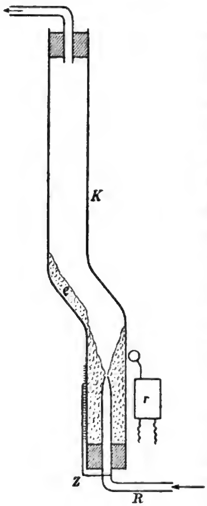


Fig. 6.

Die zur Speisung der Flamme nötige Druckluft wurde folgendermaßen erzeugt: Mit einem im Maschinenraum aufgestellten 13pferdigen Universaldynamo wurde ein Luftkompressor angetrieben. Dieser kann einen Windkessel von ca. 1,5 cbm auf 13 Atm. pumpen. Von diesem Kessel führt eine Rohrleitung zu einem Reduzierventil, wie es bei Sauerstoffbomben verwendet wird, um jenseits einen gewünschten konstanten Druck zu erzielen. In einem eisernen Chlorcalciumrohr von 1,5 m Länge wird die Luft getrocknet und dann in den Zerstäuber geleitet. Ein Hahn erlaubt den an einem Hg-Manometer abgelesenen Druck fein zu regulieren.

Bei der Verwendung von Flammen mit großer Dampfdichte entsteht ein dichter Verbrennungsrauch, der allmählich in die beiden Kanäle des Magneten zieht und schließlich fast alles

durchgehende Licht absorbiert. Diesem Übelstande kann leicht dadurch abgeholfen werden, daß man durch je ein spitz ausgezogenes Glasrohr in die äußeren Kanalmündungen einen ganz schwachen Luftstrom schickt, der das Eindringen des Rauches verhindert.

Zur Entfernung der Verbrennungsgase aus dem Zimmer ist ein *Blechkamin* über der Flamme aufgehängt, der alle Gase in den Ventilationsschacht eines Abzugskastens leitet.

Die ganzen Apparate fanden in einem Zimmer des Sockelgeschosses des neuen physikalischen Institutes in Göttingen Aufstellung. Dieses Zimmer hat einen erschütterungsfreien Betonboden, der mit Holzstoff linoleumartig übergossen ist. Leider lagen zwei fundierte Steinplatten so, daß sie nicht zur Aufstellung des Fernrohres verwendet werden konnten, und der Holzguß zeigte an einigen Stellen Blasen. Damit die Aufstellung während einer photographischen Aufnahme nicht erschüttert wurde, waren deshalb alle Meßinstrumente etc. von einem Ort aus zugänglich aufgestellt. Der Beobachter brauchte also während der Dauer eines Versuches seinen Sitz nicht zu verlassen. Die Schärfe der Spektrogramme zeigte, daß wirklich keine merklichen Störungen vorkamen.

B. Justierung der Apparate.

Ich möchte noch kurz einiges darüber sagen, wie das ganze optische System justiert wurde. Es handelt sich also zunächst darum, die zehn Punkte L, J, *1*, *2*, l, S, L_1, Gitterzentrum g, L_2, o auf eine optische Achse zu bringen (vgl. Fig. 1). Dies wurde folgendermaßen erreicht:

a) Die Achse des Gittertheodoliten wird senkrecht gestellt.

b) Mittels einer an Stelle des Gitters eingesetzten planparallelen Glasplatte wird der Kollimationsfehler des Fernrohres und des Kollimators korrigiert.

c) Die Linsen J und L_1 und der Spalt werden mit Papier ganz bedeckt, nur im Mittelpunkte läßt je ein kleines Loch ein schmales Strahlenbündel durchgehen. Die ganze Bogenlampe wird so lange verstellt, bis der Lichtstrahl durch das Diaphragma des Spaltes *und* der Kollimatorlinse L_1 fällt.

d) Die Kanalmündungen *1* und *2* des Magneten werden

mit Diaphragmen bedeckt und der Magnet justiert, bis der Lichtstrahl unbehindert durchgehen kann.

Damit sind alle zehn Punkte zentriert. Ihre Orte auf der optischen Achse selbst müssen natürlich vorher aus den Brennweiten der Linsen *J* und *l* bestimmt worden sein.

Aus dem eben Gesagten ergibt sich, daß die durch Kollimator- und Fernrohrachse gelegte Ebene horizontal liegt und auf der Drehachse des Gitters senkrecht steht. Ferner liegt die Ebene aller vom Gitter erzeugten Spektren senkrecht zu den Gitterfurchen. Diese liegen zwar in der Gitterebene, aber nicht genau parallel der Drehachse, die Ebene der Spektren fällt also noch nicht mit derjenigen der Rohrachsen zusammen, sondern das Gitter muß durch Unterschieben eines flachen Holzkeiles in seiner Ebene gedreht werden, bis diese beiden Ebenen zusammenfallen. Dies erkennt man daran, daß die Spektren hoher Ordnung links und rechts gleich hoch liegen. Endlich ist es zur Erzielung feiner Spektrallinien nötig, daß der Spalt parallel zu den Gitterfurchen steht. Weil diese aber lotrecht stehen, kann man den Spalt einfach mit einem Senkel justieren.

C. Die Apparatkonstanten.

a) *Lichtstärke.* Wir wollen roh abschätzen, wieviel von dem Lichte, das durch die Lampenlinse *J* geht, in einem Spektrum erster Ordnung vereinigt wird: Auf den Polarisator *P* (Fig. 1) fällt $^2/_3$, dieser selbst vernichtet $^1/_2$, in die Magnetkanalmündung *1* kann $^3/_4$ eintreten und von dem zwischen den Polen erzeugten Bilde der Kohlen wird nur $^1/_5$ nicht aufgefangen. Es gelangen also nur 5 Proz. auf den Spalt. Bei einer Spaltöffnung von $^1/_{20}$ mm kann hiervon nur $^1/_{40}$ durchgehen, und in einem Spektrum erster Ordnung findet man höchstens $^1/_2$ der auffallenden Lichtmenge. Folglich hat dieses Spektrum nur noch $^1/_2$ Promille Licht. Daraus sieht man, wie wichtig es ist, die Lichtquelle möglichst hell zu machen. Unsere Lampe brannte mit maximal 20 Amp., erzeugte also ca. 2000 m-Kerzen.

b) Der *Nullpunkt des Polarisators* wurde bis auf 10′ bestimmt und von Zeit zu Zeit geprüft.

c) Die *Feldstärke* wurde aus der Widerstandsänderung einer von Hartmann & Braun geeichten Wismutspirale bis auf 1 Proz. bestimmt. Zunächst wurde für sechs verschiedene Poldistanzen die zugehörige Feldstärke gemessen (Fig. 7). Aus Gleichung (32) p. 13 folgt, daß die Drehung χ proportional dem Produkt aus der Feldstärke R und der Poldistanz l ist. Um also dieses Optimum der Poldistanz zu finden, wurden aus

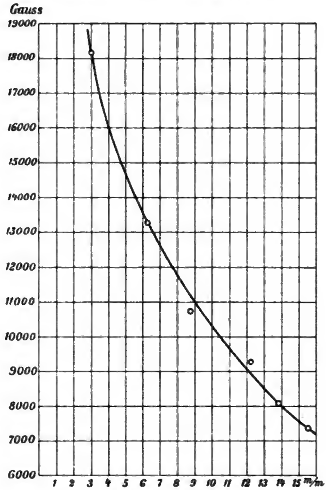


Fig. 7.

den Werten der Fig. 7 diese Produkte gebildet (Fig. 8). Man sieht, daß die Kurve bei etwa 17 mm ein flaches Maximum erreicht, doch konnte diese Poldistanz aus technischen Gründen nicht verwendet werden, sondern nur diejenige von 10,0 mm. Aber das zugehörige Produkt beträgt schon ca. 90 Proz. des Optimums. Für diese Poldistanz von 10,0 mm wurde endlich die Feldstärke als Funktion der Stromstärke bestimmt (Fig. 9). Diese Kurve erlaubte es, die Versuche bei verschiedenen

Stromstärken auszuführen; weil man ihr sofort die zugehörige Feldstärke entnehmen kann und der Effekt dieser proportional ist, kann man leicht die Messungen auf eine gemeinsame Feldstärke reduzieren.

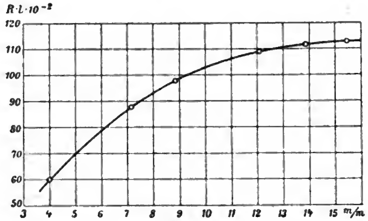


Fig. 8.

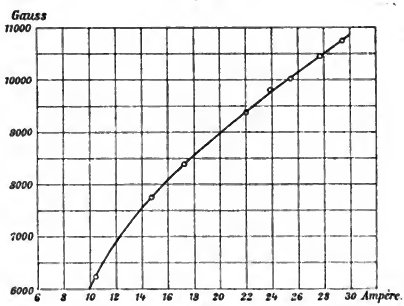


Fig. 9.

d) *Spaltweite.* Die Ganghöhe der Mikrometerschraube ergab sich zu 0,347 ± 0,003 mm. An der Trommel wurde $^1/_{100}$ Umgang abgelesen, so daß 1 pars = 0,00347 mm.

Handelt es sich um die Untersuchung feiner Emissionslinien, so kann man den Spalt nicht eng genug wählen. Hier wurden aber nur Absorptionsstreifen von einer endlichen Breite untersucht, so daß von einer gewissen Spaltweite an eine Verminderung die Schärfe der Linien nicht mehr wesentlich verbessert, sondern nur die Expositionszeiten steigert. Deshalb

wurde die Absorptionslinie von Kalium A.E./4044 in zweiter Ordnung bei verschiedenem Spalt aufgenommen und die Linienbreite gemessen. Man fand

Spaltweite in sc.	4	8	12
Linienbreite in μ	121 ± 1,4	118 ± 5	140 ± 1,7

Man sieht, daß eine Spaltweite unter sc. $8 \pm {}^1/_{50}$ mm die Schärfe dieser Absorptionslinie nicht mehr steigert, also zwecklos ist.

e) *Dispersion des Gitters.* Es empfiehlt sich sehr, in einer Spektralordnung für eine Reihe bekannter Emissionslinien des Kohlebogens die zugehörigen Gitterstellungen experimentell zu bestimmen und daraus graphisch die Dispersionslinie zu konstruieren. Die Ausgleichung der Fehler ist dabei äußerst ein-

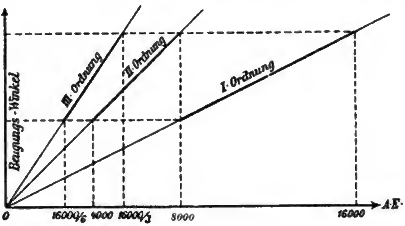


Fig. 10.

fach, weil ja die Kurve eine Gerade ist. Besitzt man einmal die Dispersionslinie, so kann man sowohl für jede Wellenlänge interpolieren als auch *beliebig weit* extrapolieren. Für alle anderen Ordnungen kann man die Dispersionslinien aus dieser einen konstruieren, weil an *einer* Stelle des Spektrums die Wellenlängen λ, $\lambda/2$, $\lambda/3$ ... der verschiedenen Ordnungen streng koinzidieren (Fig. 10).

f) *Auflösungsvermögen des Gitters* nennt man die Fähigkeit eines Spektralapparates, zwei tatsächlich getrennte Linien getrennt abzubilden. Die Voraussetzung dabei ist ein ∞ enger Spalt. Für ein Gitter ist dieses Auflösungsvermögen sehr einfach zu berechnen aus der Gleichung

$$\text{Auflösungsvermögen} = \frac{\lambda}{d\lambda} = m \, . \, n \, ,$$

worin m = Anzahl der beleuchteten Gitterlinien, n = Ordnung des Spektrums. Bei unserem Gitter sind 15000 Linien pro inch, also bei einer beleuchteten Gitterbreite von 3,5 inch ist $m = 53000$. Für A.E./5890 ist also:

Ordnung	$\lambda / d\lambda$	$d\lambda$ in A.E.	$d\lambda$ in Teilen des Abstandes der gelben Na-Linien
1	53 000	0,11	$^1/_{55}$
2	106 000	0,055	$^1/_{110}$
3	159 000	0,037	$^1/_{165}$

g) *Brennweiten vom Fernrohr und Kollimator.* Weil die Objektivlinsen L_1 und L_2 nicht achromatisch sind, mußten ihre Brennweiten für das ganze sichtbare Spektrum experimentell bestimmt werden. Dazu wurde am Fernrohr ein Gausssches Okular aufgesteckt. Ein seitlich aufgestellter „Monochromator" gestattete, die Okularfäden mit Licht von beliebig vorgeschriebener Farbe zu beleuchten. Das Gitter G wird zur Fernrohrachse senkrecht gestellt und die Auszugslänge variiert, bis die Parallaxe der Fäden verschwunden ist. So wurde aus je vier Beobachtungen gefunden:

λ in $\mu\mu$	Auszugsteile beobachtet	Mittl. Fehler	Auszugsteile berechnet	Δ beob.-ber.
450	8,5	0,1	8,69	− 0,19
500	7,7	0,1	7,2	+ 0,5
550	5,90	0,025	5,90	± 0,00
589	5,1	0,14	5,0	+ 0,1
620	4,2	0,17	4,6	− 0,4
670	3,7	0,2	3,8	− 0,1
687	3,15	0,00	3,19	− 0,04
722	2,55	0,01	2,70	− 0,15

Die Tabelle zeigt, wie genau dieses Verfahren ist, denn ein Auszugsteil ist nur $^1/_{3000}$ der mittleren Brennweite. Aus diesen acht Beobachtungen wurden mit kleinsten Quadraten die Konstanten der Gleichung

$$\text{Brennweite des Fernrohres} = A + B \cdot \lambda + C \cdot \lambda^2$$

bestimmt, und die Kurve ins ultraviolett bis A.E./3070 extrapoliert.

Die analoge Aufgabe für den Kollimator war jetzt einfach zu lösen: *vorausgesetzt, daß die beiden Linsen L_1, L_2 aus demselben Uviolglas geschliffen sind*, kann man die Konstanten der Kollimatorgleichung aus der Fernrohrgleichung folgendermaßen berechnen: Es gilt

(a) Fernrohr $\quad \frac{1}{f_h} = (n_h - 1) \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$

(b) Kollimator $\quad \frac{1}{F_h} = (n_h - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$,

worin $R_{1,2}$ und $r_{1,2}$ die bez. Krümmungsradien von L_1 und L_2, F_h und f_h die bez. Brennweiten von L_1 und L_2 für die Wellenlänge h, n_h der Brechungsindex für die Wellenlänge h ist.

Dividiert man (a) durch (b), so ist

$$\left(\frac{F}{f}\right)_h = \text{Konst.},$$

woraus sich ohne weiteres die Konstantenberechnung für die Kollimatorgleichung ergibt.

Als dies aber durchgeführt wurde, zeigte es sich, daß die Bilder noch nicht scharf waren, sondern dies erst bei einer ziemlich abweichenden Kollimatorlänge wurden. Es folgt daraus, daß die Annahme falsch war, daß L_1 und L_2 aus dem gleichen Glase geschliffen seien. Um also die Kollimatorlängen als Funktion der Wellenlänge zu bekommen, wurde das Fernrohr für eine gewisse Wellenlänge auf unendlich gestellt, das Gitter vermittelst der Dispersionslinie auf diese Wellenlänge eingestellt und die Kollimatorlänge variiert, bis das Kohlespektrum scharf war. Dies wurde für eine Reihe verschiedener Wellenlängen für das ganze sichtbare Spektralgebiet ausgeführt. Im Ultraviolett bis A.E./3070 wurde dieses Verfahren insofern mühsamer, als man im Bereiche jedes Punktes eine Reihe von ca. 9 Photogrammen aufnehmen mußte, deren schärfstes die Kollimatorlänge bis auf $^1/_{3000}$ der mittleren Länge lieferte. Dabei wurde zur Einstellung des Fernrohres auf unendlich die Fernrohrgleichung bis A.E./3070 extrapoliert. Die damit begangenen Fehler äußern sich dadurch, daß die Strahlen nicht streng parallel auf das Gitter treffen, was doch erste Bedingung der Gittertheorie ist. Doch sind diese Fehler sicher sehr klein geblieben.

h) *Auswertung der Spektrogramme.* Aus e) kennen wir die

Dispersion für jede Ordnung, aus g) wissen wir, daß die Brennweite des Fernrohres stark durch die Wellenlänge bedingt ist. Einem gleichen Intervalle zweier Linien auf der Platte entspricht deshalb in jeder Farbe ein anderer Beugungswinkel bez. Wellenlängenunterschied, er ist in rot kleiner als in violett.

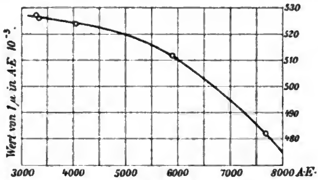


Fig. 11.

Man muß deshalb für jede Farbe diesen Wert gesondert bestimmen, indem man auf einer Platte den Abstand zweier gut bekannter Linien (etwa Dupletten) mißt, und daraus rechnet, welcher Wellenlängenunterschied der Längeneinheit entspricht. Graphisch kann man dann für jede Wellenlänge interpolieren. Von der n^{ten} zur m^{ten} Ordnung geht man über durch Multiplikation mit n/m.

i) *Die Belichtungszeit* hängt stark von der Polarisatorstellung, der Spektralordnung, der Empfindlichkeit der Platte für die gegebene Farbe und der Spaltweite ab. Sie mußte von Fall zu Fall neu bestimmt werden, wobei die Schwächung des Polarisators nach nebenstehender Tabelle in Rechnung gebracht wurde.

φ^0	Zeit
0	1,00
5	1,00
20	1,14
50	2,44
70	4,00
80	33,33

Es wurde jedesmal eine Reihe von ca. sechs Aufnahmen gemacht, deren Belichtungszeiten nach Potenzen von 2 wuchsen. Zur Beschleunigung des Verfahrens wurde manchmal auch bei konstanter Expositionszeit der Spalt nach Potenzen von 2 verbreitert. Die Schärfe der Linien ist ja dabei ganz gleichgültig, man untersucht nur die Schwärzung der Kohlebanden. Die so ermittelten Zeiten liegen zwischen 45 Sek. und 20 Min.

k) *Entwickelungszeit der rotempfindlichen Platten.* Weil die

Dicyaninplatten von dem Licht einer Rubinlampe schon nach 5 Sek. absolut geschwärzt werden, mußten sie im Dunkeln entwickelt werden. Die für 1 proz. Edinolentwickler nötige Zeit wurde durch Probieren zu $2^1/_2$ Min. bestimmt.

l) *Das Absorptionsvermögen des Troges.* Mit A.E./7702 zweiter Ordnung koinzidiert A.E./5041 dritter Ordnung. Um A.E./7702 allein photographieren zu können, muß also der Trog A.E./5041 vollständig absorbieren. Eine gewöhnliche für A.E./7702 ganz unempfindliche Platte wurde einmal ohne und einmal mit Filter 15 Min. exponiert; das eine Bild war absolut schwarz, an der Stelle des anderen war keine Spur zu sehen. Dagegen lieferte eine Dicyaninplatte mit Filter sehr gute Bilder.

m) *Dampfdichte in der Absorptionsflamme.* Absolut können wir d nur der Größenordnung nach bestimmen, weil wir ja nicht wissen, wieviel von dem eingeführten Metall verdampft, und wir annehmen müssen, d sei in der ganzen Flamme V gleich groß.

Zur Messung von d an Natrium mit dem Apparat von Gouy wurde zunächst eine „Urlösung" hergestellt:

NaCl	36,0 g
destilliertes Wasser . .	100,0 g
	136,0 g

die also 10,5 Proz. Na enthält.

aa) Der Apparat wird mit Urlösung beschickt und gewogen (a), dann während n Sek. in Betrieb gesetzt und wieder gewogen (a'). Dann ist

$$d = \frac{(a - a') \cdot 0{,}105}{n \cdot V}.$$

bb) Die Urlösung wird auf $1/m$ verdünnt und analog verfahren; es ist

$$d = \frac{(a - a') \cdot 0{,}105}{n \cdot m \cdot V}.$$

Der Apparat von Gouy erzeugte bei 26 cm Hg Luftüberdruck und 2,5 cm Wasser Gasüberdruck die folgenden d:

	Natrium					Lithium
$1/m$	$^1/_2$	$^1/_4$	$^1/_8$	$^1/_{16}$	$^1/_{32}$	$^1/_1$
$d \cdot 10^9$	1880	1150	591	283	128	966

Zur Bestimmung von d an Lithium wurde so verfahren: eine bei 15,7° C. konzentrierte Lösung von LiCl wird auf $^3/_4$ verdünnt und heißt „Urlösung".

Bei 15,7° besteht eine konzentrierte Lösung von LiCl aus

LiCl	77 g
Wasser	100 g
	177 g;

sie enthält also 8,65 Proz. Li und die Urlösung enthält 6,50 Proz. Li.

Mit der Pulverspritze kann die Bestimmung ganz analog ausgeführt werden, liefert aber Werte, die mit den eben zitierten keinen absoluten Vergleich erlauben. In der Drehung beim longitudinalen Zeemaneffekt bekommen wir nämlich später (p. 42) ein Kriterium für *d*, das zu diesem Schlusse führt. Wahrscheinlich ist der Teil, der verdampft, bei der ersten Methode viel größer. Immerhin dürfte die absolute Größenordnung der *d* oben richtig gefunden sein, und relativ zueinander sind die Werte recht zuverlässig. Nachdem wir jetzt alle Apparate kennen gelernt haben, wollen wir die Versuchsergebnisse mitteilen.

5. Kapitel.

Die Versuchsergebnisse.

In allererster Linie mußte genauer untersucht werden, welche Metallflammen Absorptionslinien liefern und unter was für Bedingungen diese zustande kommen. Nach dem Gesetz von Kirchhoff entspricht allerdings jeder Emissionslinie eine Absorptionslinie, aber leider sind wir in den seltensten Fällen imstande, künstlich die zur Umkehr notwendigen Bedingungen herzustellen. Liveing und Dewar haben eine Reihe eingehender Untersuchungen an den verschiedensten Elementen angestellt und erhielten bei hohen Drucken, Dampfdichten, Temperaturen und dicken Schichten auch viele Linien umgekehrt. Bei der Untersuchung des inversen Zeemaneffektes ist die Sache aber noch dadurch kompliziert, daß die Schichtdicke kaum über 1 cm wachsen darf, weil sonst die magnetische Feldstärke zu gering ist. Man ist also genötigt, bei großen Dampfdichten zu arbeiten, und dies ist einzig durch gefärbte Flammen erreichbar. Es wurden deshalb zunächst Salze von Na, Sr, Li, Mg, K, Th, Cd, Co, Cr, Mn auf ihre Umkehrbarkeit untersucht, und zwar im Bunsenbrenner, einem Luftgebläse und einer Knallgasflamme. Als direkte Lichtquelle diente die oben beschriebene Bogenlampe. Es zeigte sich eine Umkehr bei

Na/5896, Na/5890, Na/3303, Na/3302, Li/6708, Th/5350, K/7702, K/7669, K/4047, K/4044, K/3447, K/3217. In der Folge wurde versucht, die Drehung an diesen Linien zu untersuchen, wir lassen die Ergebnisse hier folgen:

A. Natrium.

I. Drehung an A.E./5896 und A.E./5890.

Zunächst wurde nach der Methode der gekreuzten Nicols (vgl. p. 14) der Verlauf der Drehung der Polarisationsebene an den beiden Linien A.E./5896 und A.E./5890 in erster Ordnung photographisch aufgenommen. Platte 117a enthält die Absorptionslinien ohne Feld bei der Dampfdichte $d = 1700 \times 10^{-9}$ (vgl. p. 34 u. 42), 117b bis 118c die Drehung bei $\varphi = 85^0, 70^0, 40^0, 20^0, 10^0$; d ist immer $1700 . 10^{-9}$, die Stromstärke im Magneten ist gleich 26,5 Amp., also die Feldstärke $R = 10250$ Gauss (vgl. Fig. 7). Zur Bestimmung der Breite der Absorptionslinien auf 117a wurde auf jeden Rand 10mal eingestellt, und der Mittelwert und sein mittlerer Fehler daraus berechnet. Bei den Effektaufnahmen wurde auf die Mitte der Absorptionslinie und die hellste bez. dunkelste Stelle der begleitenden Streifen je 10mal eingestellt und Mittelwert und mittlerer Fehler berechnet. Aus der Aichkurve (Fig. 11) folgt $1 \mu = 0{,}00513$ A.E.; man erhält also für jede Messung $d\lambda$ in A.E. und nach Division durch λ^2 die Abweichungen vom Orte der Urlinie in Schwingungsdifferenzen. Jedem Photogramm entspricht also eine Tafel wie die folgende:

Platte 117b: Drehung von 85°. 26,5 Amp. = 10250 Gauss. $d = 1700 . 10^{-9}$.

Linie	Beobachtungen	Mittel	Mittlerer Fehler	δ in μ	Mittlerer Fehler	$d\lambda$ in A.E.	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$
λ/5896	10 Ablesungen	11243	2,0	—	—	—	—
85° rot	" "	11349	1,6	106	2,5	0,543	1,56
85° viol.	" "	11128	1,5	115	2,0	0,589	1,70
λ/5890	" "	10085	1,0	—	—	—	—
85° rot	" "	10241	1,3	156	1,6	0,800	2,30
85° viol.	" "	9937	2,5	148	3,0	0,800	2,31

Die Tafel jedes Photogrammes hier wiederzugeben, wäre zu weitschweifig; ich lasse deshalb nur eine Zusammenstellung

der Resultate folgen. Darin ist unter „Drehung 0°" die Breite der Absorptionslinien ohne Feld verstanden. Für jede andere Drehung sind je zwei Werte tabuliert, von denen der erste die Drehung auf der infraroten, der zweite diejenige auf der ultravioletten Seite der Absorptionslinie bedeutet. Wie man sieht, sind diese beiden Werte im allgemeinen etwas voneinander verschieden, jedoch zeigt ein Vergleich der Messungen an Natrium, Kalium und Lithium, daß keine systematische Asymmetrie vorliegt. Zunächst könnte man erwarten, daß in dem Gebiete zwischen den beiden Linien der natürlichen Duplette eine Superposition der durch beide Linien einzeln verursachten Drehungen stattfinde, und bei den Versuchen von G. Hallo war dies auch sicher der Fall. Bei meinen Versuchen wurden aber solch geringe Dampfdichten verwendet, daß in dem fraglichen Gebiete keine merkliche Drehung zustande gekommen ist. Wir dürfen also die Abweichungen durch die Schwierigkeit der Messungen erklären.

Verlauf der Drehung an Natrium A.E./5896 in 1. Ordnung. $l = 1{,}0$ cm.

Drehung	Feldstärke in Gauss	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
0°	—	1700	0,421 0,42	0,005 0,01	1,21 1,21	
40	10250	1700	1,085 0,98	0,005 0,008	3,13 2,82	Auf dem gleichen Spektrogramm ist die 130°-Drehung
70	10250	1700	0,69 0,62	0,02 0,02	1,98 1,78	
85	10250	1700	0,54 0,59	0,015 0,01	1,56 1,70	
100	10250	1700	0,629 0,45	0,005 0,007	1,81 1,30	Die 10°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden
110	10250	1700	0,57 0,49	0,01 0,01	1,64 1,41	Die 20°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden
130	10250	1700	0,528 0,431	0,005 0,005	1,52 1,24	Auf dem gleichen Spektrogramm ist die 40°-Drehung

Verlauf der Drehung an Natrium A.E./5890 in 1. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

Drehung	Feldstärke in Gauss	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
0°	—	1700	0,51 0,51	0,008 0,008	1,47 1,47	
40	10250	1700	1,37 1,16	0,01 0,01	3,95 3,35	Auf dem gleichen Spektrogramm ist die 130°-Drehung
70	10250	1700	0,88 0,85	0,01 0,01	2,54 2,45	
85	10250	1700	0,80 0,80	0,01 0,016	2,30 2,31	
100	10250	1700	0,84 0,59	0,01 0,01	2,42 1,70	Die 10°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden
110	10250	1700	0,68 0,64	0,01 0,01	1,96 1,85	Die 20°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden
130	10250	1700	0,682 0,581	0,007 0,005	1,96 1,67	Auf dem gleichen Spektrogramm ist die 40°-Drehung

Fig. 12 und 13 zeigen den Effekt in der Skala der Schwingungszahlen:

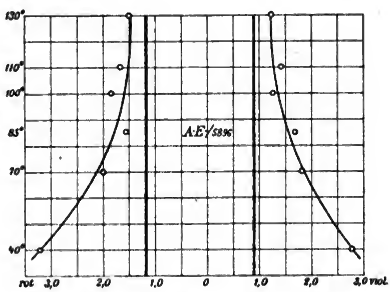


Fig. 12.

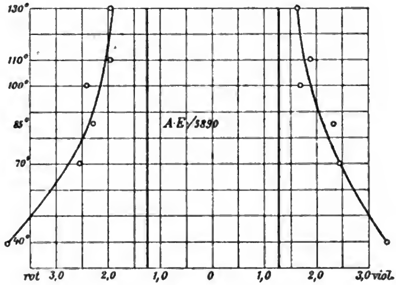


Fig. 13.

II. Magnetische Zerlegung von A.E./5896 und A.E./5890.

Weil wir zur Berechnung der Voigtschen Konstante c aus der Gleichung $c \cdot R = \delta_m$ die magnetische Trennung kennen müssen, wurde versucht, diese Zerlegung in erster Ordnung zu photographieren. Zuerst versuchte ich, zwischen den Magnetpolen eine Funkenstrecke so zu konstruieren, daß der Funke durch den durchbohrten Pol longitudinal beobachtet wird. Das nötige Natrium wurde von der Pulverspritze eingeblasen, was gleichzeitig den Funken kühlte. So konnte bei einer Feldstärke von ca. 20000 Gauss der Effekt sehr gut okular beobachtet werden, doch war der Funke zu lichtschwach, um Photogramme zu liefern. Ich verließ deshalb diesen Weg und versuchte, eine vollkommene Trennung der mit natürlichem Licht erzeugten Absorptionslinien selbst zu erhalten. Dies gelingt auch ohne eigentliche Schwierigkeit, man hat nur darauf zu achten, daß die Dampfdichte d nicht allzu klein ist. Auf den Photogrammen erhält man natürlich nicht nur die Zerlegung der Urlinie, sondern diese selbst auch noch, weil sie ja stets im Spektrum des Kohlebogens als feine selbstumgekehrte Linie auftritt. Bei einer Feldstärke von 18350 Gauss ist die Zerlegung an A.E./5896 sehr gut meßbar, die Komponenten sind scharf von der selbst umgekehrten Linie des Bogens getrennt. Es ergab sich:

Feldstärke	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$d\lambda/\lambda^2$
18350	0,36 0,37	0,01 0,01	1,03 1,07

An der gleichen Linie hat Runge[1]) die Zerlegung senkrecht zu den Kraftlinien gemessen und findet bei einer Feldstärke von 32000 Gauss für die Komponenten, die senkrecht zu den Kraftlinien schwingen, die also bei longitudinaler Beobachtung einzig übrig bleiben, für $d\lambda/\lambda^2 \pm 1{,}86$. Reduziert man diesen Wert auf unser Feld von 18350 Gauss, so erhält Runge $\pm$ 1,03, ich im Mittel $\pm$ 1,05, also eine sehr gute Übereinstimmung. Dieses Resultat ist insofern für uns wichtig, als es beweist, daß unsere Feldstärken direkt mit denen von Runge verglichen werden können, und deshalb auch beide Feldmessungen Anspruch auf absolute Richtigkeit erheben dürfen.

Bei A.E./5890 ist dem Effekt durch Ausmessen der Platte schwerlich beizukommen: Runges Beobachtungen an dieser Linie senkrecht zu den Kraftlinien zeigen nämlich ein Sextuplet, bei dem nur die beiden innersten Komponenten parallel den Kraftlinien schwingen. In Richtung der Kraftlinien werden also nur diese beiden Komponenten verschwinden, so daß ein zirkular polarisiertes Quatruplet übrig bleiben muß, dessen Komponenten nicht mehr getrennt werden können. Doch scheint es mir nicht riskiert zu sein, die Rungeschen Werte für A.E./5890 auf mein Feld reduziert zu übernehmen, weil ja an A.E./5896 die Richtigkeit der Theorie erwiesen worden ist. So erhält man den Effekt:

18350 Gauss $-1{,}28$ $-0{,}78$ $+0{,}78$ $+1{,}28$.

Zur Konstantenberechnung müssen dann diese Zahlen noch auf ein Feld von 10250 Gauss reduziert werden, so daß folgende Werte in Rechnung zu bringen sind:

Feldstärke	Linie	$d\lambda/\lambda^2$			
10250	A.E./5896	$-1{,}05$		$+1{,}05$	
	A.E./5890	$-1{,}28$	$-0{,}78$	$+0{,}78$	$+1{,}28$

1) C. Runge, Kaysers Handbuch II. p. 670.

Nach dem Gesetz von Preston ist dieser Effekt für alle Linien der gleichen Serie gleich. A.E./5896 und A.E./5890 sind aber Glieder der beiden Hauptserien des Natriums ($n = 3$). Das nächste Linienpaar ($n = 4$) hat die Wellenlängen A.E./3303,07 und A.E./3302,47. Für Untersuchungen an diesen beiden Linien braucht also nur die Drehung gemessen zu werden, die magnetische Zerlegung ist die oben mitgeteilte.

III. Drehung an A.E./3303 und A.E./3302.

Hier wurde nicht der ganze Verlauf der Drehung aufgenommen, sondern nur der Ort einer bestimmten Drehung (40°) gesucht. Daraus kann man dann mit der von der Theorie gegebenen Formel die ganze Kurve leicht berechnen. Die Messungen an diesen Linien sind aber schon recht ungenau, sowohl die Bestimmung der „Breite“ der Absorptionslinie, als auch des Ortes der 40°-Drehung. Hier beträgt eben der Unterschied der Wellenlängen beider Linien nur noch $^1/_{12}$ von demjenigen der Linien A.E./5896 und A.E./5890, so daß alle dortigen Unsicherheiten hier zwölfmal so groß auftreten. Es existierten zwei Photogramme vom 40°-Effekt und eines der Absorptionslinien unter gleichen Bedingungen, deren Resultate hier folgen:

Drehung an Natrium A.E./3303,07 in 2. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

Drehung	Feldstärke	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
40°	10250	950 (?)	0,27 —	0,02 —	2,48 —	Zu diffus zum Messen
40	10250	950 (?)	0,264 —	0,005 —	2,39 —	Zu diffus zum Messen
0	—	950 (?)	0,12 0,12	0,01 0,01	1,10 1,10	

Drehung an Natrium A.E./3302,47 in 2. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

Drehung	Feldstärke	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
40°	10250	950 (?)	— 0,25	— 0,03	— 2,29	Zu diffus zum Messen
40	10250	950 (?)	— 0,32	— 0,02	— 2,93	Zu diffus zum Messen
0	—	950 (?)	0,14 0,14	0,01 0,01	1,29 1,29	

Gibt man den einzelnen Beobachtungen die aus den mittleren Fehlern folgenden Gewichte, so ergeben sich als Mittelwerte für $d\lambda/\lambda^2$ bei 40°-Drehung:

Linie	$d\lambda/\lambda^2$
A.E./3303,07	2,39
A.E./3302,47	2,71

Die Dampfdichte bleibt zwischen 900 und 1700, konnte aber direkt nicht genauer bestimmt werden. Aus den Überlegungen auf p. 42 ergibt sich, daß, wenn man diese Werte in die Fig. 14 einfügt, *d* den Wert 950 erhält, was also in die direkt gefundenen Grenzen fällt.

IV. Abhängigkeit der Drehung und Linienbreite von der Dampfdichte.

Die magnetische Zerlegung einer Absorptionslinie ist durchaus unabhängig von der Dichte etc. des absorbierenden Dampfes. Dagegen ist die Breite einer Absorptionslinie von diesen Faktoren stark abhängig, und ebenso die „Stärke" der Drehung. Bei okularen Beobachtungen des Effektes mit Doppelkeil sieht man, wie sich bei der geringsten Änderung in der Flamme der „Berg" sehr stark ausreckt oder einschrumpft. Die photographische Untersuchung bietet den großen Vorteil, daß sie von selbst die mittlere Effektstärke aufzeichnet, die der gemessenen mittleren Dampfdichte durchaus entspricht. Weil bis jetzt noch sehr wenig über den Zusammenhang zwischen der Linienbreite mit der Dampfdichte bekannt ist, und meine Apparate eine solche Untersuchung gestatten, habe ich systematisch die Absorptionslinien A.E./5896 und A.E./5890 bei sieben verschiedenen Dampfdichten gemessen und jedesmal die zugehörige Drehung aufgenommen. In allen Fällen war die Feldstärke 10250 Gauss, die Flammendicke 1,0 cm und die Drucke von Gas und Luft konstant. Ich lasse zunächst eine Zusammenstellung der Resultate folgen (vgl. p. 43 und 44); aus den Kolumnen *d* und $d\lambda/\lambda^2$ sind die Werte zur Konstruktion der Fig. 14 entnommen; sie gibt uns also das Abhängigkeitsgesetz der Drehung von der Dampfdichte.

Man sieht, daß der Gang der 130°-Drehung bei beiden Linien lineär ist; dasselbe gilt noch vom 40°-Effekt an

A.E./5896, jedoch steigt der Effekt bei A.E./5890 noch etwas langsamer an; die Abweichung ist aber unerheblich.

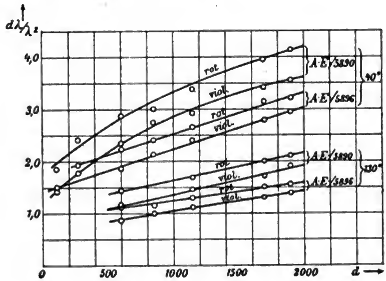


Fig. 14.

Außer den Messungen bei bekanntem *d* enthält unsere Tabelle (p. 43 u. 44) aber auch noch zwei Fälle mit unbekanntem *d*. Die zugehörigen Effekte lassen sich nun in die Kurven sehr gut einfügen, so daß dadurch ein Weg gegeben ist, in zweifelhaften Fällen *d* zu bestimmen. So findet man für die beiden Fälle $d \,.\, 10^9 = 1700$ bez. $= 860$. Durch dieses Verfahren ist es auch einzig möglich, eine Brücke von den *d*-Werten der Pulverspritze zu denen des Sprays zu schlagen. Dabei hat sich gezeigt, daß bei der Spraymethode die Verbrennung der eingeführten Substanzen viel vollkommener ist. Sowohl zur Berechnung der Konstanten als überhaupt zum Studium der Linienstruktur in ihrer Abhängigkeit von *d* ist es sehr wichtig, die „Breite“ der Absorptionslinien ohne Feld aber bei gleicher Flammendicke, Dampfdichte etc. zu bestimmen. Auf die Frage, was man unter „Breite“ zu verstehen hat, werde ich im letzten Kapitel zurückkommen. Hier sei nur mitgeteilt, daß ich den Faden so einstellte, daß er eine Grenze zwischen „wesentlich hell“ und „wesentlich dunkel“ bildet. Dieser Ort ist ziemlich gut zu messen. Eine weitere Schwierigkeit bei der Breitemessung bietet der Umstand, daß sich über die von der Flamme erzeugte Absorptionslinie stets noch die durch Selbstumkehr im Kohlebogen entstandene Absorptionslinie lagert

Verlauf der Drehung mit der Dampfdichte an Na A.E./5896 in 1. Ordnung.
$l = 1{,}0$ cm. 10250 Gauss.

$d \cdot 10^9$	Drehung	$d\lambda$ in A E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
1900	40°	1,11	0,01	3,19	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		1,04	0,01	2,99	
	130	0,54	0,01	1,55	
		0,48	0,01	1,38	
1700	40	1,085	0,005	3,13	Die gleiche Aufnahme. *d* später bestimmt (vgl. p. 42)
		0,978	0,008	2,82	
	130	0,527	0,005	1,52	
		0,430	0,005	1,24	
1150	40	0,92	0,01	2,64	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		0,84	0,01	2,42	
	130	0,468	0,008	1,35	
		0,378	0,005	1,09	
860	40	0,83	0,01	2,39	Die gleiche Aufnahme. *d* später bestimmt (vgl. p. 42)
		0,75	0,01	2,16	
	130	0,40	0,01	1,15	
		0,35	0,01	1,01	
600	40	0,777	0,006	2,24	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		0,649	0,008	1,87	
	130	0,388	0,005	1,12	
		0,309	0,007	0,89	
280	40	0,67	0,01	1,93	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		—	—	—	Zu unscharf
	130	—	—	—	Existiert nicht
		—	—	—	
130	40	0,47	0,016	1,35	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		0,50	0,015	1,44	
	130	—	—	—	Existiert nicht
		—	—	—	

Verlauf der Drehung mit der Dampfdichte an Na A.E./5890 in 1. Ordnung.
$l = 1{,}0$ cm. 10250 Gauss.

$d \cdot 10^9$	Drehung	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
1900	40°	1,43	0,01	4,12	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt.
		1,25	0,01	3,60	
	130	0,72	0,01	2,07	
		0,65	0,01	1,87	
1700	40	1,37	0,008	3,95	Die gleiche Aufnahme. *d* später bestimmt (vgl. p. 42)
		1,16	0,008	3,35	
	130	0,680	0,007	1,96	
		0,579	0,005	1,67	
1150	40	1,15	0,01	3,31	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		1,01	0,01	2,91	
	130	0,58	0,01	1,67	
		0,51	0,01	1,47	
860	40	1,04	0,01	3,00	Die gleiche Aufnahme. *d* später bestimmt (vgl. p. 42)
		0,93	0,015	2,68	
	130	—	—	—	Existiert nicht
		—	—	—	
600	40	0,978	0,006	2,82	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		0,80	0,009	2,31	
	130	0,499	0,005	1,44	
		0,392	0,008	1,13	
280	40	0,808	0,008	2,33	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		0,621	0,008	1,79	
	130	—	—	—	Existiert nicht
		—	—	—	
130	40	0,64	0,015	1,84	Die gleiche Aufnahme. *d* direkt bestimmt
		0,50	0,01	1,44	
	130	—	—	—	Existiert nicht
		—	—	—	

und die erstere meist ganz überflutet. Die Messungen sind also nur bei relativ großem *d* zulässig:

Breite der Absorptionslinien von Natrium als Funktion der Dampfdichte.
1. Ordnung. $l = 1{,}0$ cm.

Linie	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	Bemerkungen
A.E./5896	1900	0,39 0,39	0,013 0,013	1,12 1,12	*d* direkt bestimmt
	1700	0,419 0,42	0,005 0,01	1,21 1,21	*d* später bestimmt (vgl. p. 42)
	1150	0,32 0,32	0,017 0,017	0,92 0,92	*d* direkt bestimmt
A.E./5890	1900	0,537 0,541	0,008 0,008	1,55 1,56	*d* direkt bestimmt
	1700	0,510 0,510	0,008 0,008	1,47 1,47	*d* später bestimmt (vgl. p. 42)
	1150	0,41 0,41	0,01 0,01	1,18 1,18	*d* direkt bestimmt
	860	0,35 0,35	0,015 0,015	1,01 1,01	*d* später bestimmt (vgl. p. 42)
	600	0,34 0,34	0,01 0,01	0,98 0,98	*d* direkt bestimmt

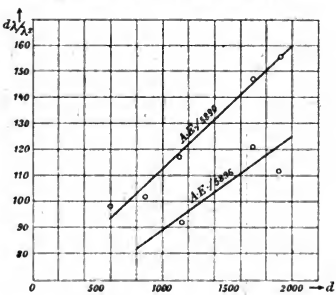


Fig. 15.

Die Fig. 15 gibt den Verlauf der Breite als Funktion der Dampfdichte. Man sieht, daß die Abhängigkeit lineär ist, so daß man also berechtigt ist, die Linie für A.E./5890 bis in das durch Selbstumkehr verdeckte Gebiet zu extrapolieren. Für eine gewisse Dampfdichte ist das Verhältnis der Breiten von A.E./5890 zu A.E./5896 gleich $1{,}27 \pm 0{,}02$. Auf die daran anschließende Berechnung der Konstanten kommen wir später zurück.

B. Kalium.

I. Drehung an A.E./7702 und A.E./7669.

Nach der Methode der gekreuzten Nicols wurde der Verlauf der Drehung an den beiden Linien der Hauptserie A.E./7702 und A.E./7669 photographisch aufgenommen. Das *d* der mit der Pulverspritze erzeugten Flamme war konstant gleich $350 \cdot 10^{-7}$, wieviel von diesem eingeführten Kalium verdampft, bleibt unbestimmbar.

Nun zeigte sich an den Photogrammen eine sehr unangenehme Störung: durch Spiegelung an der Hinterfläche der Platten gelangt Licht in unbelichtete Gebiete, so daß die Meßresultate den Tatsachen nicht mehr entsprechen. Für jede andere Farbe genügt ein Hinterkleiden der Platten mit Rotlack, hier im Rot selbst leistete ein schwarzer Mattlack gute Dienste. Unter Berücksichtigung dieser Vorsichtsmaßregel wurde gefunden:

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./7702 in 1. Ordnung. $l = 1{,}0$ cm.

Drehung	Feldstärke	$d \cdot 10^7$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$
0°	—	350	1,8 1,8	0,1 0,1	3,0 3,0
50	10250	350	3,9 4,2	0,1 0,1	6,6 7,0
95	10250	350	2,8 3,6	0,1 0,1	4,7 6,1
110	10250	350	2,6 2,9	0,1 0,1	4,4 4,9

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./7669 in 1. Ordnung. $l = 1{,}0$ cm.

Drehung	Feldstärke	$d \cdot 10^7$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$
0°	—	350	2,3 2,3	0,1 0,1	3,9 3,9
50	10250	350	5,0 5,4	0,1 0,1	8,4 9,1
95	10250	350	3,9 4,0	0,1 0,1	6,7 6,8
110	10250	350	3,7 3,8	0,1 0,1	6,3 6,5

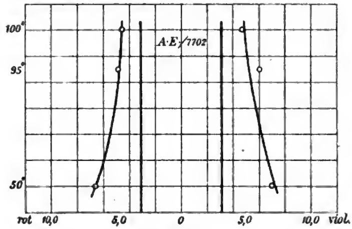


Fig. 16.

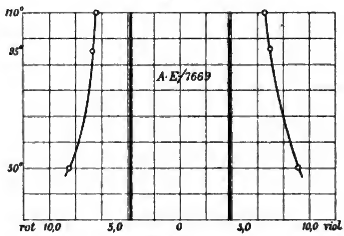


Fig 17.

II. Magnetische Zerlegung der Absorptionslinien A.E./7701,92 und A.E./7668,54.

Hier gilt ganz dasselbe, was für die Natriumlinien p. 38 gesagt wurde. Die Messung der zerlegten Absorptionslinie wird

hier noch schwieriger, weil die Trennung relativ kleiner ist, und also kaum aus dem Bereiche der selbstumgekehrten Kohlebogenlinie heraustritt. Ich wandte deshalb das von A. Cotton angegebene Verfahren an: Nachdem das Licht aus dem Magneten ausgetreten ist, wird es durch ein $\lambda/4$-Glimmerblättchen und dann durch einen Kalkspat geleitet. Das Glimmerblättchen verwandelt die beiden zirkularen Wellen in lineäre, die aufeinander senkrecht polarisiert sind. Der Kalkspat entwirft dann auf den Spalt zwei übereinanderliegende Bilder, wenn das auffallende Licht natürlich ist; ist der Glimmer aber so orientiert, daß die austretenden Wellen parallel und senkrecht zum Hauptschnitt des Kalkspates liegen, so wird nur die eine Welle durchgehen, die andere wird ausgelöscht. Dreht man dann den Glimmer um 90°, so kehren sich die vorigen Verhältnisse um. Im Gesichtsfelde sieht man also zwei übereinanderliegende Spektren; über beide weg geht die Kaliumabsorptionslinie des Kohlebogens, im oberen Spektrum ist sie nach der einen, im unteren nach der anderen Seite verbreitert. Nun weiß man aber noch nicht, wieviel von den Komponenten durch die Mittellinie verdeckt ist, man kennt also die Mitte der Komponenten nicht und kann ihren Abstand noch nicht bestimmen. Man kommt jedoch einigermaßen zum Ziele, wenn man berücksichtigt, daß die Trennung der Feldstärke proportional wächst. Man muß also den Effekt bei mindestens zwei bekannten Feldstärken aufnehmen, und kann dann aus der Verschiebung des äußeren Randes der Komponenten auf den Abstand der Mitten der Komponenten schließen. Es wurde in erster Ordnung gemessen:

Linie	Feldstärke	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$
A.E./7702	10250	1,14	0,015	1,92
		1,14	0,015	1,92
	7400	1,07	0,02	1,81
		1,07	0,02	1,80
A.E /7669	10250	1,35	0,01	2,28
		1,35	0,01	2,28
	7400	1,29	0,01	2,17
		1,29	0,01	2,18

Man sieht, daß in beiden Fällen ein Zuwachs von 2850 Gauss eine Verschiebung von 0,11 ± 1 Proz. bewirkt, so daß man bei einem Felde von 10250 Gauss für $d\lambda/\lambda^2$ den Wert ± 0,40 ± 4 Proz. erhält. Natürlich ist es durchaus möglich, daß bei größerem Auflösungsvermögen sich diese beiden longitudinalen Duplette als komplizierter herausstellen.

III. Drehung an A.E./4047,36 und A.E./4044,29.

Diese beiden Linien bilden die nächsten Glieder der Hauptserie. An beiden wurde der Verlauf der Drehung unter den gleichen Bedingungen wie bei den oben besprochenen Linien untersucht. Es wurde gefunden:

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./4047,36 in 2. und 3. Ordnung.
$l = 1{,}0$ cm.

Drehung	Feld-stärke	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ red.	Bemerkungen
11°	10500	20000	0,460	0,007	2,80	2,74	2. Ordnung
			0,471	0,007	2,87	2,80	
21°	10250	20000	0,360	0,007	2,19	2,19	2. Ordnung
			0,362	0,007	2,20	2,20	
31°	10400	20000	—	—	—	—	unklar; 3. Ordnung
			0,187	0,007	1,14	1,39	
41°	10500	20000	0,220	0,003	1,34	1,31	3. Ordnung
			—	—	—	—	unklar

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./4044,29 in 2. und 3. Ordnung.
$l = 1{,}0$ cm.

11°	10500	20000	0,472	0,007	2,87	2,80	2. Ordnung
			0,503	0,007	3,06	2,98	
21°	10250	20000	0,39	0,01	2,38	2,38	2. Ordnung
			0,391	0,008	2,38	2,38	
31°	10400	20000	—	—	—	—	unklar; 3. Ordnung
			0,291	0,008	1,77	1,74	

Die Spalte $d\lambda/\lambda^2$ red. enthält die Werte auf ein Feld von 10250 Gauss reduziert. Die Figg. 18 und 19 zeigen den Verlauf des Effektes:

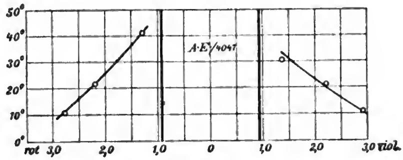


Fig. 18.

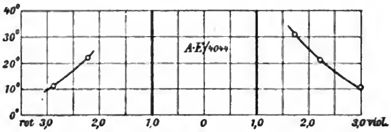


Fig. 19.

IV. Drehung an A.E./3447 und A.E./3446.

Diese beiden Linien bilden die dritten Glieder der Hauptserie, weshalb es sehr erwünscht war, die Drehung an diesen zu messen. Die Linien liegen aber schon so weit im Ultraviolett und sind so wenig getrennt, daß die Untersuchung sehr schwierig wird. Es gelang mir nur die Linien als Absorptionslinien zu photographieren, so daß die Konstante ϑ' wenigstens einigermaßen gefunden werden kann. Die Drehung selbst ist zwar offenbar vorhanden, aber leider auf keinem Photogramm einwandfrei zu messen. Ich lasse die Messungen der Linienbreite folgen:

λ	$d\lambda/\lambda_2$
3447,49	± 0,67
3446,49	± 0,67

C. Lithium.

I. Drehung an A.E/6708,2.

Weil wir bei Lithium nur *eine* Linie haben, stören sich die Effekte der Nachbarlinien nicht, wir können also die

Frage nach der Symmetrie des Effektes hier beantworten. Es wurde gemessen:

Verlauf der Drehung an Li A.E /6708,2 in 2. Ordnung. $l = 1{,}0$ cm.

Drehung	Feldstärke	$d \cdot 10^9$	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$
0°	10250	966	0,432 0,428	0,008 0,008	0,96 0,95
20°	10250	966	1,03 1,03	0,015 0,02	2,29 2,29
40°	10250	966	0,67 0,62	0,02 0,02	1,49 1,38

Fig. 20 zeigt den Verlauf des Effektes:

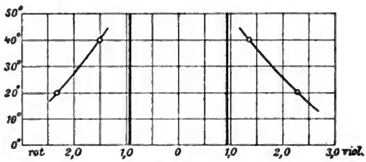


Fig. 20.

Man sieht, daß *merkliche Symmetrie* vorliegt.

II. Magnetische Zerlegung an A.E./6708,2.

Okulare und photographische Beobachtungen zeigten, daß das Magnetfeld die Komponenten nicht völlig zu trennen vermag. Man kann also den Ort der Komponenten nur mit $\lambda/4$-Glimmerblättchen und Kalkspat bestimmen, wodurch man zwar die Trennung richtig erhält, aber eine eventuell vorhandene Asymmetrie der Beobachtung entgeht. Es wurde gefunden:

Feldstärke	$d\lambda$ in A.E.	Mittlerer Fehler	$\frac{d\lambda}{\lambda^2}$
10250	0,343 0,338	0,004 0,004	0,76 0,75

6. Kapitel.

Konstantenbestimmung.

Für den einfachsten Fall des longitudinalen Duplets ist das Gesetz der Drehung schon von Voigt abgeleitet:

$$\chi_{\text{II}} = \frac{\omega_0 \, l \, \varepsilon_i \, c_i \, R}{2 v^2} \cdot \frac{(4\delta^2 - c_i^2 R^2 - \vartheta_i'^2)}{(4\delta^2 - c_i^2 R^2 - \vartheta_i'^2)^2 + 16\delta^2 \vartheta_i'^2}$$

oder in großer Näherung

$$\chi_{\text{II}}' = \frac{l \, \varepsilon_i \, c_i \, R}{8 v \delta^2}. \tag{32}$$

Es handelt sich jetzt darum, die darin auftretenden Konstanten c_i, ε_i, ϑ_i' zu bestimmen.

1. *Bestimmung von* c_i: Der Abstand 2δ der beiden Absorptionsstreifen ist bestimmt durch

$$2\delta = c_i R. \tag{31}$$

Weil δ und R gemessen sind, ist einfach

$$c_i = \frac{2\delta}{R}. \tag{33}$$

2. *Bestimmung von* ε_i: Führt man den Wert für c_i in (32) ein und setzt $\omega_0/v = 1$ (vgl. 3.), so folgt

$$\varepsilon_i = \frac{8 v \delta^2 \chi_{\text{II}}'}{l \, c_i \, R}, \tag{34}$$

worin der Winkel χ_{II}' in absolutem Maße zu messen ist.

3. *Bestimmung von* ϑ_i': Die Bestimmung dieser Konstanten macht am meisten Schwierigkeiten. Für eine Absorptionslinie i gilt nach Voigt[1]) im Falle, daß kein äußeres Magnetfeld wirkt, die Gleichung:

$$2 \varkappa n^2 = \frac{\varepsilon_i \, \vartheta_i^0 \, \vartheta_i'}{4\delta^2 + \vartheta_i'^2}, \tag{35}$$

worin $\varkappa$ der Absorptionsindex ist.

Nun ist die Intensität proportional $e^{-\varkappa n}$, und gerade im Gebiete des Absorptionsstreifens verläuft n unregelmäßig. Immerhin werden wir keinen irgendwie merklichen Fehler begehen, wenn wir auch im Streifen selbst $n =$ konst. $= 1$ an-

---

1) W. Voigt, Wied. Ann. **67**. p. 345 ff. 1899.

nehmen. Wir haben es ja doch mit Gasen zu tun, wo n nur sehr wenig von 1 abweicht. Dann wird Gleichung (35) lauten:

(36) $$\varkappa = \frac{\frac{1}{2}\,\vartheta_i^0\,\vartheta_i'\,\varepsilon_i}{4\,\delta^2 + \vartheta_i'^2}.$$

Setzen wir darin δ gleich 0, ϑ_i', $2\,\vartheta_i'$, $3\,\vartheta_i'$, ..., so können wir den Verlauf von $\varkappa$ aufzeichnen:

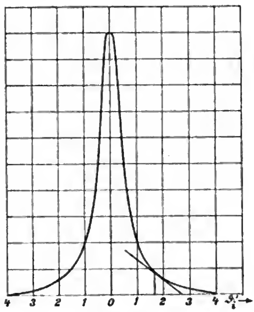


Fig. 21.

J. J. Hallo machte nun die Annahme, daß er bei seinen „Breitenmessungen“ der Natriumlinien auf den Ort $\delta = 3\,\vartheta_i'$ eingestellt habe, so daß er ϑ_i' aus

(37) $$\vartheta_i' = \frac{\delta}{3}$$

berechnet.

Bei meinen „Breitenmessungen“ wurde der Faden so eingestellt, daß er eine Grenze zwischen „wesentlich hell“ und „wesentlich dunkel“ bildete. Analytisch bedeutet dies wohl denjenigen Ort der $\varkappa$-Kurve, wo sich die Steigung am raschesten ändert, ihre Krümmung also am größten ist, also wo

(38) $$\frac{\partial^2 \varkappa}{\partial\,\delta^2} = \text{Max.}$$

Ich habe diesen Ort durch graphisches Probieren zu ermitteln versucht; er liegt bei

(39) $$\delta = 1{,}65\,\vartheta_i',$$

so daß sich ϑ_i' aus meinen Messungen nach der Gleichung

(40) $$\vartheta_i' = 0{,}6\,\delta$$

berechnet. —

Longitudinale Beobachtungen an der Natriumlinie A.E./5890 zeigen ein Quatruplet. Dafür hatten wir im 1. Kap. gefunden:

(29) $$\chi'_{IV} = \frac{2\,l\,\delta^2\,\varepsilon_i\,c_i\,R}{v\,\{(4\,\delta^2 - d_i'^2\,\vartheta_{i0}^2)^2 - 4\,c_i^2\,R^2\,\delta^2\}}\,.$$

Die darin enthaltene Konstante d_i' tritt hier zum erstenmal auf.

4. *Bestimmung von c_i und d_i'*: Der Abstand der inneren beiden Absorptionsstreifen wird bestimmt durch die Gleichung

(26a) $$2\,\delta_i = -\tfrac{1}{2}c_i\,R + \sqrt{\tfrac{1}{4}c_i^2\,R^2 + d_i'^2\,\vartheta_{i0}^2}\,,$$

derjenige der beiden äußeren Streifen durch

(26b) $$2\,\delta_e = +\tfrac{1}{2}c_i\,R + \sqrt{\tfrac{1}{4}c_i^2\,R^2 + d_i'^2\,\vartheta_{i0}^2}\,.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

(41) $$c_i = \frac{2\,(\delta_e - \delta_i)}{R}\,,$$

und

(42) $$d_i' = \frac{2\sqrt{\delta_e\,\delta_i}}{\vartheta_i^0}\,.$$

An Hand der Formeln (33), (34), (40), (41), (42) können wir jetzt aus den Beobachtungen die vier Parameter zahlenmäßig bestimmen.

I. Die magnetischen Konstanten c_i und d_i'.

Für das longitudinale Quatruplet von Natrium A.E./5890 ist

δ_e	δ_i	R	$c_i \cdot 10^4$	$d_i' \cdot 10^4$
2,56	1,56	10250	1,95	2,37

Für die longitudinalen Duplette ist:

Element	λ	2δ	R	$c_i \cdot 10^4$
Natrium	5896,52	2,10	10250	2,05
Kalium	7701,92	0,80	10250	0,8
	7668,54	0,80	10250	0,8
Lithium	6708,2	1,51	10250	1,47

Nimmt man die Gültigkeit der Prestonschen Regel an, so müssen diese Konstanten auch für die höheren Glieder der Hauptserien von Na und K dieselben Werte besitzen.

II. Die elektrische Konstante ε_i.

Wir geben im folgenden eine Zusammenstellung der Werte ε_i, wie sie aus jeder einzelnen Beobachtung folgen. Dabei ist zu beachten, daß die Theorie für das Bereich einer Absorptionslinie das Produkt $\chi\,\delta^2$ als merklich konstant erwarten läßt; bestätigt sich dies, so werden dadurch die theoretischen Voraussetzungen gestützt. Um bei Natrium und Kalium sicher frei vom störenden Einfluß der Nachbarlinien zu sein, sind immer nur die Drehungen auf der von der Nachbarlinie abgewandten Seite berücksichtigt (vgl. p. 36).

1. *Für Natrium* A.E./5896 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 1{,}14 \,.\, 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
2,8	0,70	5,5
1,7	1,22	3,5
1,6	1,48	3,8
1,3	1,75	3,0
1,4	1,92	3,8
1,25	2,27	3,6

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 3{,}9$ ist $\varepsilon_i = 4{,}5 \,.\, 10^{11}$.

Für A.E./5890 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 1{,}2 \,.\, 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
3,4	0,70	8,1
2,45	1,22	7,3
2,3	1,48	7,9
1,7	1,75	5,1
1,8	1,92	6,2
1,6	2,27	6,0

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 6{,}8$ ist $\varepsilon_i = 8{,}2 \,.\, 10^{11}$.

Für A.E./3303,07 ist . . . . . $\varepsilon_i = 4{,}5 \,.\, 10^{11}$,
für A.E./3302,47 ist . . . . . $\varepsilon_i = 8{,}7 \,.\, 10^{11}$.

2. *Für Kalium* A.E./7702 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
6,6	0,87	57
4,7	1,66	78
4,4	1,92	61

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 65$ ist $\varepsilon_i = 196 \cdot 10^{11}$.

Für A.E./7669 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
9,1	0,87	80
6,8	1,66	113
6,5	1,92	124

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 106$ ist $\varepsilon_i = 317 \cdot 10^{11}$.

Für A.E./4047 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
2,75	0,19	1,4
2,40	0,37	2,1
1,30	0,72	1,2

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 1{,}6$ ist $\varepsilon_i = 4{,}8 \cdot 10^{11}$.

Für A.E./4044 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
3,0	0,19	1,7
2,4	0,37	2,1
1,75	0,54	1,6

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 1{,}8$ ist $\varepsilon_i = 5{,}4 \cdot 10^{11}$.

3. *Für Lithium* A.E./6708 ist $\frac{8\,v}{l\,c_i\,R} = 1{,}59 \cdot 10^{11}$, und

δ	χ	$\chi\,\delta^2$
2,3	0,35	1,8
1,45	0,70	1,5

Für den Mittelwert $\chi\,\delta^2 = 1{,}65$ ist $\varepsilon_i = 2{,}6 \cdot 10^{11}$.

In allen sieben Fällen schwankt $\chi\delta^2$ unregelmäßig, nirgends ist ein ausgeprägter Gang, so daß aus den Resultaten ein Einwand gegen die Theorie nicht zu entnehmen ist.

III. Die Absorptionskonstante ϑ_i'.

Aus den Messungen der „Linienbreite“ folgt:

Element	λ	δ	ϑ_i'
Natrium . .	5896	1,21	0,7
	5890	1,47	0,9
	3303	1,10	0,6
	3302	1,29	0,8
Kalium . .	7702	2,5	1,8
	7669	3,0	2,3
	4047	0,9	0,5
	4044	1,0	0,6
	3447	0,67	0,4
	3446	0,67	0,4
Lithium . .	6708	0,95	0,6

Vergleicht man die Werte für ϑ_i' von Na und K der geraden und ungeraden Glieder unter sich, so sieht man, daß ϑ_i' in allen vier Fällen mit λ abnimmt, bei Na nur ganz schwach, bei K viel stärker.

Zusammenfassung.

1. Die Begleiterscheinung des longitudinalen inversen Zeemaneffektes, d. i. die magnetische Drehung der Polarisationsebene im Gebiet eines Absorptionsstreifens, wurde an den vier Linien der Hauptserien von Natrium und Kalium ($n = 3$, $n = 4$) und an der einfachen Lithiumlinie A.E./6708 quantitativ untersucht. Bei Lithium konnte der Effekt als merklich symmetrisch nachgewiesen werden.

2. Die Abhängigkeit der Breite der Absorptionslinien und der Drehung von der Dampfdichte wurde an Natrium untersucht; sie ergab sich als lineär.

3. Aus dem von Voigt erweiterten Ansatze wurde die Gleichung für die Drehung im Bereiche eines longitudinalen Quatruplets hergeleitet.

4. Die berechneten Konstanten zeigen die Brauchbarkeit der theoretischen Voraussetzungen.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung und unter Leitung von Hrn. Geheimrat Prof. Dr. W. Voigt im Institut für mathematische Physik in Göttingen ausgeführt. Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle meinem verehrten Lehrer für sein reges Interesse und alle Hilfe meinen ergebensten Dank auszusprechen.

Lebenslauf.

Ich, Ludwig Carl Geiger, wurde als Sohn des Dr. Friedrich Geiger und seiner Frau Elisabeth Caroline, geb. Knapp, am 16. September 1882 in Basel geboren. Dort besuchte ich vier Jahre die „freie evangelische Volksschule“ und dann die beiden untersten Klassen des „Unteren Gymnasiums“. Eine längere Krankheit nötigte mich, zwei Jahre in der „Knabenerziehungsanstalt der Brüdergemeinde“ in Königsfeld im Schwarzwald zuzubringen; nachher besuchte ich wieder das Basler Gymnasium, das ich Ostern 1902 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Bis Herbst 1903 studierte ich in Basel Physik, Mathematik, Chemie und Astronomie, dann je ein Semester in Berlin und Heidelberg und bin seit Michaëlis 1904 in Göttingen immatrikuliert. Hier besuchte ich die Vorlesungen und Praktika der Herren Abraham, Ambronn, Dolezalek, Prantl, Schwarzschild, Simon, Stark, Voigt und Wiechert; allen diesen meinen Lehrern spreche ich meinen besten Dank aus.